AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Drittes Heft | Siebenter Jahrgang | Mai 1942

Theorie der Schalldämmung dünner Wände bei schrägem Einfall*)

Von L. Cremer

(Mit 6 Textabbildungen)

Inhaltsübersicht

I. Teil: Übersicht über den Forschungsstand

§ 1. Die Wand als träge Masse bei senkrechtem Einfall.

§ 2. Der Vergleich mit statistisch gewonnenen Meßergebnissen.

§ 3. Das asymptotische Gesetz von SCHOCH.

§ 4. Der Komponenteneffekt bei schrägem Einfall.

§ 5. Die allgemeinen Ansätze für Wände beliebiger Stärke.

II. Teil: Die Behandlung als erzwungene Biegewelle

§ 6. Der Koinzidenz-Effekt bei einer gespannten Membran.

§ 7. Der Koinzidenz-Effekt bei der Platte.

§ 8. Analogie zwischen Resonanz und Koinzidenz.

§ 9. Berücksichtigung der Materialdämpfung.

§ 10. Technische Folgerungen.

Zusammenfassung.

I. Teil: Übersicht über den Forschungsstand

§ 1. Die Wand als träge Masse bei senkrechtem Einfall

In der vorliegenden Arbeit wollen wir uns mit der Schalldämmung einfacher, fester Trennwände befassen, deren Dicke klein gegenüber derjenigen Wellenlänge ist, die dem Schall im Wandmaterial zukommen würde, und welche ferner zwischen ein schubspannungsfreies Medium gesetzt sind, dessen Schallwellenwiderstand klein gegenüber den Wellenwiderständen des Wandmaterials ist. Aus diesen Voraussetzungen folgt, daß sich die Wandteilchen in Dickenrichtung als Ganzes verschieben. Derartige „Wände" pflegt man in der Mechanik als „Platten" zu bezeichnen. Doch sind hierzu auch noch einsteinstarke Ziegelwände im tiefen und mittleren Frequenzbereich zu rechnen.

Betrachten wir nun zunächst den senkrechten Einfall und nehmen wir dabei die Wand als beliebig breit an, so können wir alle Größen auf die Flächeneinheit beziehen und erhalten das einfachste Schema einer Trennwand, bei welcher die Druckdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite eine Beschleunigung der Wandmasse bewirkt:

$$p_1 - p_2 = m \frac{dv}{dt} \tag{1.1}$$

(p_1 Schalldruck vor, p_2 Schalldruck hinter der Wand, m Wandmasse je Flächeneinheit, v Wandschnelle, t Zeit).

Indem wir uns in Anbetracht der Linearität des Problems gleich auf reine Töne beschränken und uns der symbolischen komplexen Darstellung bedienen, nimmt Gleichung (1.1) die Form an:

$$\bar{p}_1 - \bar{p}_2 = i\,\omega\,m\,\bar{v} \tag{1.1a}$$

$$(i = \sqrt{-1},\ \omega \text{ Kreisfrequenz}).$$

Die Balken über p und v sollen andeuten, daß es sich um komplexe Größen handelt.

Da wir später zu der Massenwirkung noch andere Einflüsse hinzuzufügen haben, die auch der Wandschnelle proportional sind, wollen wir allgemein den Quotienten aus Druckdifferenz und Schnelle, der hier zunächst durch den Massenblindwiderstand $i\,\omega\,m$ ge-

*) Die Arbeit wurde im wesentlichen am 13. Januar 1942 im Seminar für Mechanik der T. H. Berlin vorgetragen.

geben ist, als Trennwiderstand T einführen:

(1.2) $$\bar{p}_1 - \bar{p}_2 = T\,\bar{v}\,.$$

Da jenseits der Wand eine ebene Welle abgestrahlt wird, für welche gilt:

(1.3) $$\bar{p}_2 = Z\,\bar{v}$$

(Z Wellenwiderstand des schubspannungsfreien Mediums), so unterscheidet sich der eingeführte Trennwiderstand von dem in der Raumakustik sonst geläufigen Wandwiderstand W

(1.4) $$W = \frac{\bar{p}_1}{v}$$

(W = Wandwiderstand)

nur um den Wellenwiderstand:

(1.5) $$W = \overline{T} + Z\,.$$

Durch den Trennwiderstand wird allgemein das uns interessierende Verhältnis der je Flächeneinheit durchgelassenen Energie zur aufgefallenen, der sog. Durchlaßgrad Δ, bestimmt. Da wir auf Vorder- und Rückseite das gleiche Medium annehmen wollen, läßt sich der Durchlaßgrad auch durch die Quadrate der entsprechenden Schallschnellen ausdrücken:

(1.6) $$\Delta = \frac{v^2}{v_a^2}$$

(v_a = Schnelle der auffallenden Welle).

Zerlegen wir nun den Druck vor der Wand $\bar{p}_1$ in den auffallenden und reflektierten Anteil:

(1.7) $$\bar{p}_1 = \bar{p}_a + \bar{p}_r\,,$$

die wir ihrerseits durch die entsprechenden Anteile der Schnelle ersetzen können:

(1.7a) $$\bar{p}_1 = Z\,\bar{v}_a - Z\,\bar{v}_r$$

und addieren wir hierzu die entsprechende Gleichung für die resultierende Schnelle:

(1.8) $$Z\,\bar{v} = Z\,\bar{v}_a + Z\,\bar{v}_r\,,$$

so läßt sich die reflektierte Welle eliminieren und wir erhalten einerseits:

(1.9) $$\bar{p}_1 + Z\,\bar{v} = 2\,Z\,\bar{v}_a\,.$$

Andererseits gilt nach (1.2) und 1.3)

(1.10) $$\bar{p}_1 = (T + Z)\,\bar{v}\,.$$

Die Elimination von $\bar{p}_1$ durch Zusammenfassung beider Beziehungen liefert schließlich für den Durchlaßgrad nach (1.6):

(1.11) $$\Delta = \frac{v^2}{v_a^2} = \frac{1}{1 + \left(\frac{T}{2Z}\right)^2}\,.$$

Es leuchtet ein, daß mit verschwindendem Trennwiderstand der Durchlaßgrad auf 100% gehen muß.

Da Durchlaßgrade andererseits selbst dann noch interessieren, wenn sie nur 10^{-5} betragen, hat es sich in der technischen Praxis eingebürgert, stattdessen ein logarithmisches Maß in db, die sog. Schalldämmung D zur Kennzeichnung zu verwenden, die definiert ist durch:

(1.12) $$D = 10 \log \frac{1}{\Delta}\,.$$

Bei dem zunächst behandelten einfachsten Schema einer Trennwand als träge Masse:

(1.13) $$T = i\,\omega\,m\,.$$

erhalten wir:

(1.14) $$D = 20 \log \left|1 + \frac{i\,\omega\,m}{2Z}\right|\,,$$

oder da der reelle Summand 1 fast in allen praktischen Fällen bei der Bildung des Absolutwertes vernachlässigt werden kann:

(1.14a) $$D \approx 20 \log \frac{\omega\,m}{2Z}\,.$$

Die hier zunächst gegebene unmittelbare Darstellung der Wand als eine träge Masse wurde zuerst von G. JÄGER[1]) in seiner durch die Theorie des Nachhalls bekanntgewordenen Arbeit gegeben. Das Ergebnis findet sich schon bei RAYLEIGH[2]), bei dem es als Grenzfall einer endlich starken schubspannungsfreien Zwischenschicht von größerer Dichte und Steifigkeit auftritt. Da bei senkrechter Anregung in der unendlich breiten Wand keine Schubspannungen erzeugt werden, verhalten sich feste Körper dabei wie Flüssigkeiten und Gase. Die gleiche Ableitungsart wurde später von BERGER[3]) und in neuerer Zeit von WINTERGERST[4]) benutzt. Die Existenz dieses Grenzüberganges zeigt deutlich, daß der Schalldurchgang durch Mitschwingen der Wand bzw. durch Verdichtungswellen im Innern, nicht, wie oft irrtümlich angegeben, zwei verschiedene parallele Wege darstellt, sondern verschiedene Betrach-

[1]) G. JÄGER, Wiener Akad. Ber. math.-nat. Kl. 120, Abt. IIa (1911), S. 613.

[2]) LORD RAYLEIGH, Theory of Sound II, § 271.

[3]) R. BERGER, Diss. T. H. München 1911, sowie Gesundheits-Ing. 38, S. 49 und 67.

[4]) E. WINTERGERST, Schalltechnik 4 (1931), S. 85.

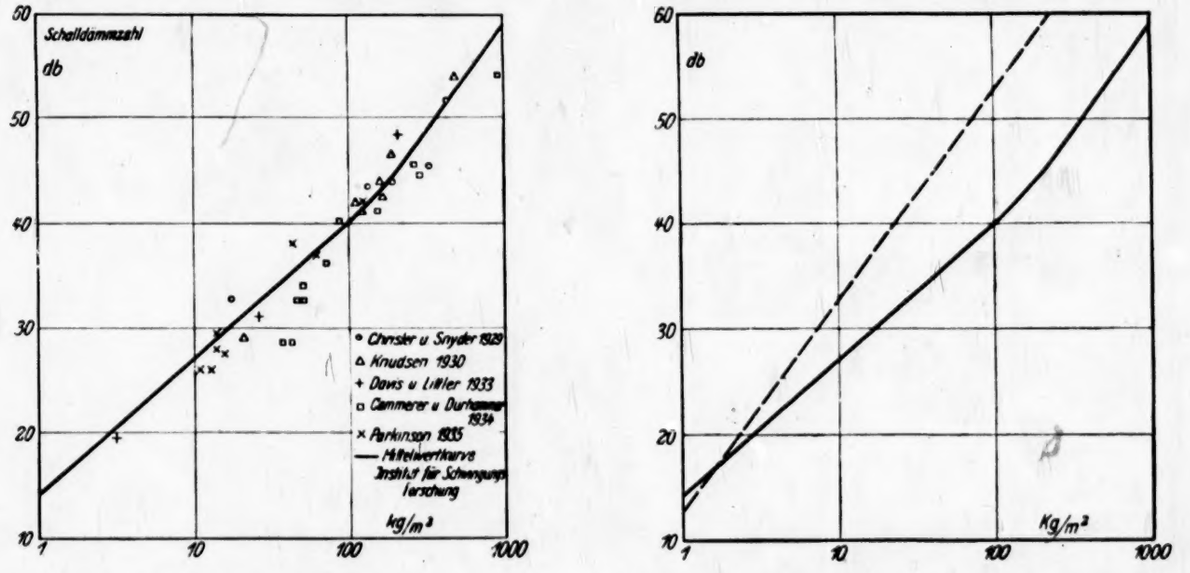
tungsweisen ein und desselben Vorganges bedeutet.

§ 2. Vergleich mit statistisch gewonnenen Meßergebnissen

Obschon die bisher gegebene einfachste Darstellung zwei wesentliche Vereinfachungen zur Voraussetzung hat, nämlich einmal die Beschränkung auf senkrechten Einfall und zweitens die Vernachlässigung einer Einspannung am Rande, so stimmt die so gefundene Formel (1.14) für die Schalldämmung doch in zwei wichtigen Punkten mit der Erfahrung überein. Einmal hat sich bei den verschiedensten Baustoffen und Konstruktionen gezeigt, daß die Masse pro Flächeneinheit hauptsächlich die Schalldämmung bestimmt, und zwar in dem Sinne, daß schwere Massen besser isolieren als leichte, und ferner hat sich gezeigt, daß die Dämmung mit der Frequenz wächst.

Dabei sind die Messungen, in denen diese Gesetzmäßigkeiten zum Ausdruck kommen, nicht bei senkrechtem Einfall gemacht, sondern sie sind, in Anpassung an die Verhältnisse der Praxis, aus dem Vergleich der mittleren Energiedichten in zwei, durch das Meßobjekt getrennten, hallenden Räumen gewonnen. Es ist sicher, daß bei einer solchen Anordnung auch die schrägen Einfallswinkel maßgebend beteiligt sind. Man muß daher eher zum Vergleich mit theoretischen Ergebnissen die Annahme einer idealen, statistischen Einfallswinkelverteilung machen, wonach jede Raumrichtung gleich häufig ist (siehe unten § 4). Derartige Meßergebnisse sind u. a. in dem Buch von SCHOCH[5]) zusammengestellt, aus welchem wir die folgenden Abb. 1a und 1b, sowie 2a und 2b entnehmen.

In Abb. 1a ist die in 6 verschiedenen Laboratorien gemessene Abhängigkeit der mittleren Schalldämmung vom Gewicht je Flächeneinheit aufgetragen; man kann feststellen, daß die Meßpunkte sich gut um eine Mittelwertkurve gruppieren. In Abb. 1b ist diese mit der gestrichelt eingezeichneten Dämmkurve verglichen, die sich nach Formel (1.14) ergeben würde. Dieser Vergleich lehrt, daß eine Übereinstimmung im Absolutwert nur bei leichten Wänden vorliegt, daß dagegen die schweren Wände alle weit schlechter dämmen, als nach der einfachen Theorie zu erwarten wäre.



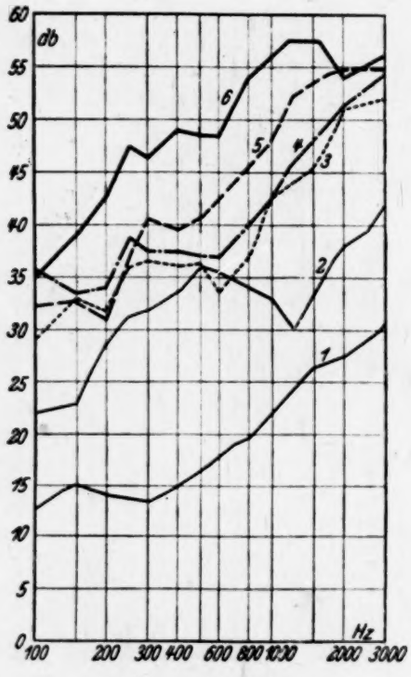
a) Nach Meßergebnissen aus verschiedenen Laboratorien

b) Vergleich der Mittelkurve aus a (ausgezogen) mit der einfachen Theorie (gestrichelt)

Abb. 1. Mittlere Schalldämmung in Abhängigkeit vom Wandgewicht. (Nach dem Buch von SCHOCH)

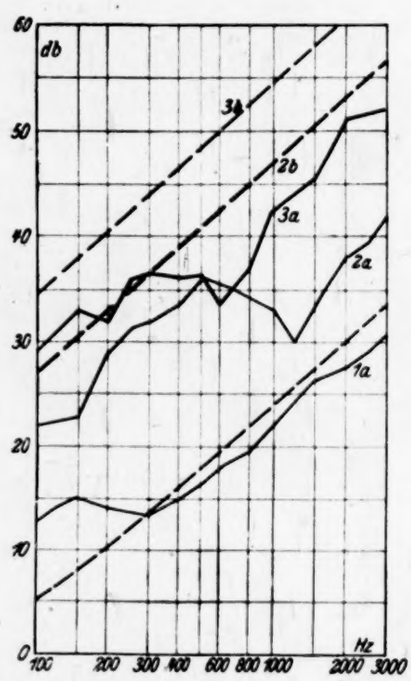
[5]) A. SCHOCH, Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen, Leipzig 1937.

Abb. 2a zeigt in gleicher Weise die Frequenzabhängigkeit der Schalldämmung für 6 verschiedene, unter der Abbildung näher bezeichnete Baustoffe. Sie weisen wohl ein Anwachsen der Dämmung mit der Frequenz auf. Aber, wie die in Abb. 2b für die Fälle 1 bis 3 gestrichelt eingetragenen Dämmkurven nach einfachen Theorie erwarten müßte, hat man zunächst die Randeinspannung herangezogen, welche es unmöglich macht, daß die Bewegungsamplitude an allen Stellen gleich groß ist. Durch sie mußte die Biegesteifigkeit von Einfluß sein. Da aber jede Steifigkeitswirkung, wie der Federungswiderstand beim einfachen



a) es beziehen sich auf:

		Gewicht kg/m²
Kurve 1:	Sperrholz, lackiert	2,05
„ 2:	Spiegelglas	30
„ 3:	Leichtbauplatte, beiderseits verputzt	70
„ 4:	¼ Stein Vollziegelwand, beiderseits verputzt	153
„ 5:	½ Stein Vollziegelwand, beiderseits verputzt	228
„ 6:	¼ Stein Vollziegelwand, beiderseits verputzt	457



b) Vergleich der Kurven 1 bis 3 aus a mit der einfachen Theorie

Abb. 2. Frequenzgang der Schalldämmung für verschiedene Baustoffe. (Nach dem Buch von SCHOCH)

Formel (1.14) erkennen lassen, steigen die gemessenen Frequenzgänge im Mittel weniger an. Dabei zeigt dieser Anstieg deutlich in verschiedenen Frequenzgebieten verschiedene Tendenz. Im allgemeinen ist der Frequenzgang bei niedriger Frequenz wesentlich flacher, bei höherer oft steiler als der einfachen Theorie entspricht[6]).

Um nun zu erklären, warum die Schalldämmung nicht so gut ist, wie man nach der Schwinger, zu den Trägheitswiderständen gegenphasig ist, so leuchtete ein, daß sich der Einfluß der Biegesteifigkeit in einer Verringerung des Trennwiderstandes und somit auch in einer Verringerung der Schalldämmung bemerkbar machen mußte.

Man versuchte dabei zunächst diesen Einfluß dadurch zu berücksichtigen, daß man die Platte als ein Schwingungssystem von einem (kinematischen) Freiheitsgrad betrachtete, nämlich wie eine in ihrer Grundschwingung erregte Telefonmembran[7]). Dementsprechend wurde

[6]) Auch von E. LÜBCKE wurden bei verputzten Ziegelwänden und bei tiefen Frequenzen sehr schwache Anstiege mit der Frequenz gefunden. Z. techn. Phys. 17 (1936), S. 54.

[7]) K. W. WAGNER, S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. (1931).

der Trennwiderstand angesetzt als Reihenschaltung einer Masse m, einer Federung k und eines linearen Reibungswiderstandes r[8]) zur Berücksichtigung innerer Verluste:

$$T = i\left(\omega m - \frac{k}{\omega}\right) + r. \tag{2.1}$$

Da in diesem Falle die Schallschnelle über der Platte notwendigerweise verschiedene Werte hat, so ist der Trennwiderstand als Quotient des Schalldruckes vor der Wand zu einer „mittleren" Schnelle einzusetzen. Dabei kommen für die Trägheitswirkung und für die Abstrahlungswirkung verschiedene Mittelwertbildungen in Frage. Wir können aber darauf verzichten, auf diese Feinheiten näher einzugehen, weil diese Art der Darstellung bereits aus anderen Gründen nicht aufrechterhalten werden kann.

Dieselbe ist nämlich theoretisch widerspruchsvoll. Man muß einerseits annehmen, um im wesentlichen auf einen Trägheitswiderstand zu kommen, daß die Grundfrequenz der Membran

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \tag{2.2}$$

sehr tief unter der Schallfrequenz ω liegt, so daß in dem entsprechend umgeformten Ausdruck für den Trennwiderstand

$$T = i\,\omega m\left(1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - i\,\frac{r}{\omega m}\right) \tag{2.3}$$

die von Federung und Dämpfung herrührenden Glieder als kleine Korrekturen aufgefaßt werden können. Auf der anderen Seite kann aber nur in der Nähe der Grundschwingung und unterhalb derselben die Platte als ein System von einem Freiheitsgrad aufgefaßt werden. Da sie aber entsprechend ihrer zweidimensionalen, kontinuierlichen Verteilung von Massen und Steifigkeiten über eine zweifach unendliche Schar von Eigenfrequenzen verfügt, ist es ausgeschlossen, daß man weit oberhalb des Grundtones diesen Eigenfrequenzen höherer Ordnung entgeht und die Platte als einfachen Schwinger auffassen darf.

Dies zeigt sich auch in zwei wichtigen Versuchsergebnissen, die dieser sog. „Membran-Theorie" widersprechen. Der eine Versuch wurde von R. Berger[9]) unternommen. Er setzte auf eine Trennwand, welche zwei untereinander befindliche Räume als Decke trennte, ein Gewicht auf, das mehr als das Vierfache des gesamten Wandgewichtes betrug. Nach der Membran-Theorie hätte damit eine wesentliche Erhöhung der Schalldämmung verbunden sein müssen, während sich experimentell im Mittel kaum eine Abweichung bemerkbar machte. Dies spricht dafür, daß die Wand nur an der Stelle, an der das Gewicht aufgesetzt war, für die Schallübertragung ausfiel, an den übrigen Stellen aber nicht durch das Gewicht behindert wurde.

Der zweite Versuch bezieht sich auf schrägen Einfall. In dieser Hinsicht versagt jede Auffassung, die die Wand als Ganzes behandeln möchte von vornherein, weil die bei schrägem Einfall an den verschiedenen Stellen auftretenden gegenphasigen Anregungen bei Integration über die gesamte Wand sich gegenseitig kompensieren würden. Stattdessen hat man aber bei den wenigen Versuchen, bei welchen die zu untersuchende Wand nicht 2 Hallräume trennte, sondern im Gegenteil 2 schalltote Räume, und bei welchen der Schall in Form einer breiten ebenen Welle auf die Wand einwirkte, Schalldurchgang feststellen können[10]) [11]). Ja, es ergab sich sogar, daß die Welle im sekundären Raum die gleiche Richtung beibehielt. Das letzte verlangt aber nach dem Huygensschen Prinzip, daß die einzelnen Massenelemente sich mit der gleichen Phasenverschiebung gegeneinander bewegen, wie sie der Schalldruck der einfallenden Welle vor der Trennwand aufweist. Man gelangt damit zu einem Wellenbild, wie es im Prinzip in Abb. 3 skizziert ist.

Wenn sich überdies auch bei schrägem Einfall die Wandmasse als ausschlaggebend erwies, so konnte man sich hiernach die Wand als zusammengesetzt aus lauter schweren Mas-

[8]) H. A. Davis, Phil. Mag., Ser. 7 XV (1933), S. 309.

[9]) R. Berger, Forsch. Ing.-Wes. 3 (1932), S. 193.

[10]) F. R. Watson, Univ. Illinois Eng. Exp. Stat. Bull. 127 (1922).

[11]) A. H. Davis und T. S. Littler, Phil. Mag. 7 (1929), S. 1050.

sen vorstellen, die in ihrer gegenseitigen Verschiebung seitlich kaum behindert sind. Für ein solches gegenüber der komplizierten Wirklichkeit erstaunlich einfaches Modell, das wir kurz als „Massenmodell" bezeichnen wollen, fehlte aber zunächst jede theoretische Basis.

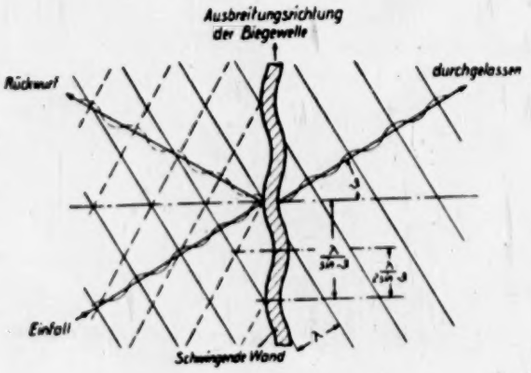


Abb. 3. Schematische Skizze zum Schalldurchgang bei schrägem Einfall

§ 3. Das asymptotische Gesetz von Schoch

Es bedeutete daher einen wesentlichen Fortschritt für die Theorie der Schalldämmung, daß es A. Schoch[12]) gelang, das „Massenmodell" als ein unter gewissen, noch näher zu beschreibenden Voraussetzungen geltendes asymptotisches Verhalten von Einfachwänden bei hohen Frequenzen darzustellen. Wir wollen ihrer Wichtigkeit halber die Schochsche Ableitung unter Anpassung an die hier gewählte Darstellung kurz wiederholen.

Schoch macht zunächst keinerlei Einschränkungen in bezug auf Form und Einspannung der Wand. Er geht allgemein davon aus, daß man stets die Bewegung einer solchen Wand als Summe von Eigenfunktionen $u_n(x, y)$ zusammensetzen kann, d. h. aus solchen Verteilungen, wie sie zu den einzelnen Eigenfrequenzen mit der Kreisfrequenz ω_n gehören:

$$(3.1) \qquad \bar{v}(x, y) = \Sigma \bar{v}_n \bar{u}_n(x, y).$$

Hierin bedeutet $\bar{v}_n$ die zur normierten Eigenfunktion $\bar{u}_n(x, y)$ gehörige Teilamplitude. Die gleiche Entwicklung läßt sich auch für eine beliebige Druckverteilung vor der Wand heranziehen:

$$(3.2) \qquad \bar{p}(x, y) = \Sigma \bar{p}_n \bar{u}_n(x, y).$$

Der Druck hinter der Wand kann näherungsweise vernachlässigt werden.

Für jeden einzelnen Summanden in (3.1) und (3.2) läßt sich nun die Wand als ein System von einem Freiheitsgrad auffassen, für welchen zwischen der komplexen Amplitude des Druckes und derjenigen der Schnelle, wie oben eine Beziehung der Form:

$$(3.3) \qquad \frac{\bar{p}_n}{\bar{v}_n} = \bar{T}_n = i\omega m\left(1 - \left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)^2 (1 + i\eta)\right)$$

angesetzt werden kann. Dabei haben wir mit Schoch die Dämpfung durch einen Korrekturfaktor $i\eta$ in der Klammer eingeführt.

Die Gesamtlösung setzt sich dann in der Form zusammen:

$$(3.4) \qquad \bar{v}(x, y) = \frac{1}{i\omega m} \sum \frac{\bar{p}_n \bar{u}_n(x, y)}{1 - \left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)^2 (1 + i\eta)}.$$

Tragen wir nun einmal das Spektrum der Teiltonamplituden des Druckes auf, so wird dasselbe in jedem Falle schließlich eine beliebig abnehmende Tendenz zeigen (siehe Abb. 4).

Dabei ist der spezielle Fall konstanten Druckes über der Platte, also senkrechten Einfalls, gewählt, und ferner ist die Platte der

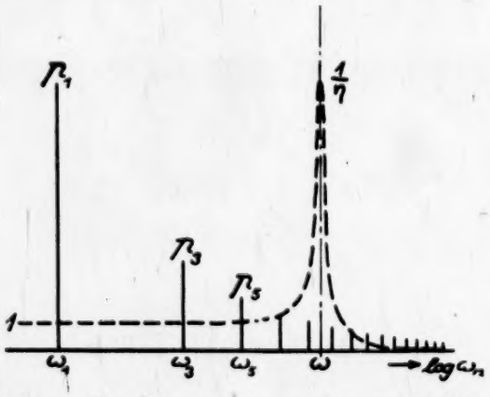


Abb. 4. Amplitudenspektrum für senkrechten Einfall auf eine gelenkig gelagerte Platte und Vergrößerungsfaktor (gestrichelt) für Dämpfung $\eta = 0{,}1$

Einfachheit halber in der einen Richtung beliebig breit, in der anderen Richtung an beiden Rändern aufgestützt angenommen. Dadurch werden die Eigenfunktionen zu Sinuskurven und die Eigenfrequenzen verhalten sich wie

[12]) A. Schoch, Akust. Z. 2 (1937), S. 113.

1 : 4 : 9 usw., wobei die geraden Teiltöne wegen der Symmetrie der Anregung wegfallen.

Zeichnen wir nun in dieselbe Skizze gestrichelt den Vergrößerungsfaktor

$$\left| \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)^2 (1 + i\eta)} \right|$$

ein, mit dem dieses Spektrum zu multiplizieren ist, so erkennt man, daß das Produkt aus beiden Größen, welches das Spektrum der Geschwindigkeitsverteilung kennzeichnet, unterhalb der Erregerfrequenz auf das Spektrum der Druckverteilung führt. Wenn wir nun unter Beibehaltung der gleichen Druckverteilung, also des gleichen Amplitudenspektrums, mit der Frequenz höher und höher gehen, so gilt dies schließlich für das ganze Spektrum, sofern der Resonanzgipfel dabei nicht beliebig wächst. Dies ist der Fall, wenn man den Korrekturfaktor — im Gegensatz zu der früheren Einführung der Dämpfung durch einen äußeren Reibungswiderstand — als konstant annimmt, was mit den Beobachtungen für innere Materialdämpfungen übereinstimmt.

Diese Eigenschaft der Materialdämpfung führt also zu dem allgemeinen Ergebnis, daß das Verteilungsbild der Bewegung der Platte das gleiche ist wie das des einwirkenden Druckes, sofern die Eigenfrequenzen aller in diesem Verteilungsbild wesentlichen Teilschwingungen tiefer liegen als die Erregerfrequenz:

$$\omega_n < \omega .$$

Ferner ist dabei die Bewegung nur durch die Massenwiderstände gehemmt, so daß man sich die Wand unter den genannten Umständen im Sinne des erwähnten „Massenmodells" als aus lauter einzelnen unabhängig voneinander beweglichen Massen zusammengesetzt vorstellen kann.

Wir können somit das Schochsche asymptotische Gesetz mathematisch folgendermaßen formulieren:

$$\lim_{\substack{\omega \to \infty \\ p_n = \text{konst.}}} v(x, y) = \frac{p(x, y)}{i \omega m} . \tag{3.5}$$

Die Einschränkung $p_n = \text{konst.}$ ist hier ausdrücklich hinzugefügt worden. An sich würde bereits die allgemeinere und geringere Einschränkung genügen, daß die Teiltonamplituden p_n unterhalb dem jeweiligen Resonanzgipfel in Abb. 6 sehr klein geworden sein müssen; dabei dürften sie sich in diesem Bereich noch verändern. Das asymptotische Gesetz hat also einen etwas breiteren Gültigkeitsbereich, als ihn die Einschränkung $p_n = \text{konst.}$ abgrenzt. Dieser Zusatz soll auch nur deutlich machen, daß die p_n einer besonderen Bedingung genügen müssen, der mit $p_n = \text{konst.}$ jedenfalls genügt ist.

Wir werden nämlich sehen, daß, wenn wir bei schrägem Einfall die Frequenz beliebig wachsen lassen, die von Schoch gemachte Voraussetzung nicht mehr erfüllt ist und daß dann wesentliche Abweichungen von dem asymptotischen Gesetz und von dem einfachen „Massenmodell" auftreten.

Bei tieferen Frequenzen sind durch das Auftreten von Resonanzen Abweichungen im Sinne einer Erniedrigung der Schalldämmung zu erwarten. Der asymptotische Bereich wird nun bei um so niedrigeren Frequenzwerten bereits erreicht, je niedriger die ω_n sind, je niedriger also insbesondere die tiefste unter ihnen, die Grundfrequenz liegt. Schoch hat daher in

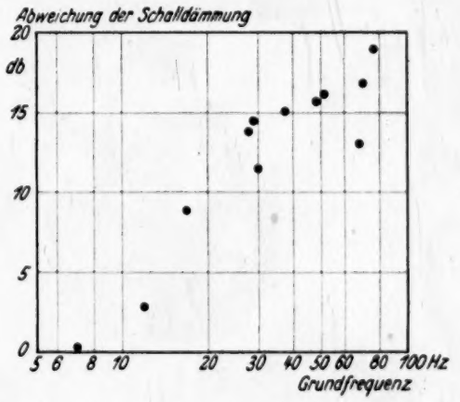


Abb. 5. Abweichung der gemessenen von der berechneten mittleren Schalldämmung in Abhängigkeit von der Grundfrequenz. (Nach Schoch)

seinem Buch[5]) sein asymptotisches Gesetz noch besonders dadurch experimentell gestützt, daß er die Abweichungen zwischen gemessener und theoretisch zu erwartender Dämmung in Abhängigkeit von der Grundfrequenz der Platten aufgetragen hat. Abb. 5 zeigt das Er-

gebnis. In der Tat wachsen die Abweichungen mit der Grundfrequenz an.

§ 4. Der Komponenteneffekt

Es erhebt sich nun die Frage, wieso bei Gültigkeit des asymptotischen Gesetzes sich die gemessenen Dämmkurven nicht an die bisherigen theoretischen bei hohen Frequenzen annähern, sondern auch dort erheblich abweichen.

Hierzu kann zunächst gezeigt werden, daß bei schrägem Einfall auch unter Beibehaltung des einfachen Massenmodells ein Effekt auftritt, der die Dämmung verkleinert. Wir wollen diesen Effekt, den auch SCHOCH bereits in seinem Buch[5]) behandelt, als „Komponenteneffekt" bezeichnen, weil er darauf beruht, daß bei schräger Einstrahlung und Abstrahlung, die Wandschnelle v zur Erfüllung der kinematischen Randbedingung nur gleich der wandnormalen Komponente der Schnelle v_2 der durchgelassenen Welle

$$\bar{v} = \bar{v}_2 \cos\vartheta \tag{4.1}$$

(ϑ Einfallswinkel)

bzw. gleich der Summe der entsprechenden Komponenten der ankommenden und reflektierten Welle

$$v = \bar{v}_a \cos\vartheta + \bar{v}_r \cos\vartheta \tag{4.2}$$

sein muß. In den meisten früheren Beziehungen muß nun statt v ausdrücklich v_2 geschrieben werden, was dort gleichbedeutend war. So gilt für den Durchlaßgrad:

$$\Delta = \frac{v_2^2}{v_a^2}, \tag{4.3}$$

ebenso kann nach (4.1) und (4.2) v_2 gesetzt werden:

$$\bar{v}_2 = \bar{v}_a + \bar{v}_r; \tag{4.4}$$

ferner kann für die Drücke geschrieben werden:

$$p_1 = Z\,\bar{v}_a - Z\,\bar{v}_r, \tag{4.5}$$

$$p_2 = Z\,\bar{v}_2. \tag{4.6}$$

Nur wenn wir in der Trennwiderstandsformel unter Beibehaltung der früheren Definition v durch v_2 ersetzen, tritt abweichend der $\cos\vartheta$ als Faktor auf:

$$p_1 - p_2 = (T\cos\vartheta)\,\bar{v}_2. \tag{4.7}$$

Daher tritt auch in der aus (4.3) bis (4.7) wie früher sich ergebenden Formel für den Durchlaßgrad der Trennwiderstand in Verbindung mit dem Faktor $\cos\vartheta$ auf:

$$\Delta = \frac{1}{\left(1 + \frac{T\cos\vartheta}{2Z}\right)^2}. \tag{4.8}$$

Man kann auch sagen, statt des Wellenwiderstandes Z ist der Ausdruck $Z/\cos\vartheta$ einzusetzen. Dabei sei daran erinnert, daß derselbe Ersatz auch in die für senkrechten Einfall gültige Beziehung zwischen Schluckgrad und Wandwiderstand einzuführen ist, wenn man zum schrägen Einfall übergeht[12a]).

Auch hinsichtlich der Mittelwertbildung über die Durchlaßgrade bei statistischer Einfallswinkelverteilung gelten von der Schluckgradmessung im Nachhallraum her bekannte Gesichtspunkte. Es ist einerseits zu beachten, daß die schrägen Einfallswinkel entsprechend einem Faktor $\sin\vartheta$ häufiger sind, andererseits, daß eine gegebene Wandfläche F aus einer schräg einfallenden Welle nur eine Fläche $F\cos\vartheta$ herausschneidet. Somit ist für den mittleren Durchlaßgrad auszusetzen:

$$\Delta_m = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \Delta\cos\vartheta\sin\vartheta\,d\vartheta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\vartheta\sin\vartheta\,d\vartheta} = \int_0^1 \Delta\,d(\cos^2\vartheta). \tag{4.9}$$

Wenden wir die Formeln (4.8) und (4.9) nun auf das „Massenmodell" mit dem Trennwiderstand $i\omega m$ an, so erhalten wir unter Einführung des Durchlaßgrades für senkrechten Einfall

$$\Delta_0 \approx \left(\frac{2Z}{\omega m}\right)^2, \tag{4.10}$$

die Beziehung:

$$\Delta_m \approx \Delta_0 \ln\frac{1}{\Delta_0} \tag{4.11}$$

bzw.:

$$D_m = D_0 - 10\log 0{,}23\,D_0, \tag{4.12}$$

worin D_0 den nach (1.14a) zu errechnenden Schluckgrad für senkrechten Einfall bedeutet. Hiernach würde zu einem D_0 — Wert von 40 db eine mittlere Dämmung von nur etwa 30 db hören.

[12a]) Vgl. z. B. Elektr.-Nachr.-Techn. 10 (1933), S. 244.

Nun ist aber zu bedenken, daß der größte Teil dieses Abfalls auf das Gebiet streifenden Einfalls zurückzuführen ist, weil dort A sich theoretisch dem Wert 1, d. h. also dem Totaldurchgang nähert. Dieser Grenzfall dürfte hier aber ebenso ausscheiden, wie umgekehrt das Verschwinden des Schluckgrades bei streifendem Einfall praktisch bedeutungslos ist, weil die Voraussetzungen der unendlich breiten Welle, die auf eine unendlich breite Wand fällt, sich hier nicht mehr erfüllen lassen. Hinzu kommt, daß die zu messenden Trennwände — man denke etwa an Türrahmen — oft etwas tiefer liegen, so daß sie streifenden Einfällen gar nicht zugänglich sind. Es erscheint daher durchaus vernünftig, die Integration, wie auch SCHOCH es macht, nur bis zu einem bestimmten Winkel, etwa bis zu 75^0 oder zu 80^0 durchzuführen.

Das Unbefriedigende an diesem Verfahren liegt nur darin, daß die sich so ergebende Korrektur wesentlich von der Wahl der Grenzen abhängt. Man erhält nämlich dann

$$(4.14)\quad A'_m = \int_{\cos^2\vartheta_1}^{1} \frac{d(\cos^2\vartheta)}{1+\frac{\cos^2\vartheta}{A_0}} = A_0 \ln \frac{1}{A_0+\cos^2\vartheta_1}.$$

Wählt man nun einmal $\vartheta_1 = 75^0$, also $\cos^2\vartheta_1 = 0{,}067$ und andererseits $\vartheta_1 = 80^0$ also $\cos^2\vartheta_1 = 0{,}0304$, so kann in beiden Fällen bei Dämmwerten über 30 db, also bei Durchlaßgraden unter 10^{-3}, A_0 gegen $\cos^2\vartheta_1$ vernachlässigt werden, und die Dämmungskorrekturen werden unabhängig vom Dämmungspegel. Für $\vartheta_1 = 75^0$ ergibt sich

$$(4.15a)\qquad D_m - D_0 = 4{,}3 \text{ db}$$

für $\vartheta_1 = 80^0$ entsprechend

$$(4.15b)\qquad D_m - D_0 = 5{,}4 \text{ db}.$$

Diese grundsätzliche Unsicherheit haftet nicht nur der Auswertung der statistischen Messung an, sondern auch den Messungen selbst, da die ideale statistische Winkelverteilung praktisch gar nicht zu erreichen ist und es andererseits von großem Einfluß ist, ob zufällig etwa mehr oder weniger Schallwellen streifend auf die Wand fallen.

§ 5. Die allgemeinen Ansätze für Wände beliebiger Stärke

Wir dürfen aus der erwiesenen Gültigkeit des asymptotischen Gesetzes von SCHOCH für senkrechten Einfall jedenfalls schließen, daß bei hohen Frequenzen Wandform und Einspannungsart beliebig an Bedeutung verlieren und daß man hierbei jedes Wandelement als gleichberechtigt mit seinem Nachbarn ansehen kann. Nur unter dieser Voraussetzung kann von einer Schalldämmung je Flächeneinheit und ebenso von einem auf die Flächeneinheit bezogenen Trennwiderstand gesprochen werden, und nur dann kann aus den Isolations-Ergebnissen einer Wand auf die einer anderen mit anderer Gesamtfläche geschlossen werden.

Wir wollen uns daher im folgenden auf die Betrachtung von seitlich unendlich ausgedehnten Wänden beschränken. Wir wollen aber versuchen, das einfache Massenmodell dadurch zu ergänzen, daß wir die seitliche Kopplung zu erfassen suchen, die sich notwendigerweise der bei schrägem Einfall auftretenden gegenseitigen Verschiebung der einzelnen Massen widersetzen muß.

Auch in dieser Form ist das Problem des Schalldurchtritts durch eine feste Wand schon behandelt und gelöst worden, sogar in einer Allgemeinheit, wie wir sie hier gar nicht benötigen, nämlich ohne Beschränkung auf dünne Platten.

Es ist dabei die endliche Ausbreitungszeit für elastische Wellen im festen Körper berücksichtigt, wobei zwei verschiedene Wellenarten in Frage kommen, nämlich Verdichtungswellen (Longitudinalwellen) und Schubwellen (Transversalwellen).

Schon DRUDE[13]) hatte den Übergang von Schallwellen aus einem festen Körper in einen zweiten behandelt und dabei gezeigt, daß eine reine Verdichtungswelle oder eine reine Schubwelle an einer Trennfläche im allgemeinen beide Wellenarten als reflektierte oder gebrochene Wellen auslöst.

BERGER[3]) hat zuerst die DRUDEschen Ergebnisse für die Bauakustik zu verwerten ge-

[13]) P. DRUDE, Wied. Ann. Phys. 41 (1890), S. 759.

sucht und dabei die Theorie sowohl dahin etwas ausgebaut, daß das primäre Medium schubspannungsfrei ist, als auch dahin, daß die Trennwand endliche Stärke besitzt. Es entstehen dann infolge der mehrfachen Reflexionen an Vorder- und Rückseite vier resultierende Wellenzüge in der Wand, nämlich je ein hineilender und ein rückeilender Verdichtungs- und Schubwellenzug.

Nun hatte RAYLEIGH[2]) schon für den Fall eines schubspannungsfreien Zwischenmediums mit der Verdichtungswellengeschwindigkeit c_d gezeigt, daß stets dann Totaldurchgänge zu erwarten sind, wenn die Projektion der Wandstärke d auf die Wellenausbreitungsrichtung im Material ϑ_d gerade ein Vielfaches der halben Wellenlänge λ_d im Material beträgt, also wenn gilt:

$$d\cos\vartheta_d = n\frac{\lambda_d}{2}, \qquad n = 1, 2, 3, 4 \ldots \tag{5.1}$$

Wir wollen diese Erscheinung kurz als Dickenresonanz bezeichnen. Sie tritt bei wachsender Frequenz frühestens auf, wenn die Wandstärke gleich der halben Wellenlänge λ_d ist:

$$d = \frac{\lambda_d}{2}. \tag{5.2}$$

Bei fester Zwischenwand waren solche Dickenresonanzen sowohl bei den Verdichtungs- wie bei den Schubwellen zu erwarten.

Sie wurden auch an Glasplatten in Wasser von BÄR und WALTI[14]) beobachtet, die sich bemühten, mit solchen Schalldurchtrittsversuchen auf neue Art die elastischen Materialkonstanten zu bestimmen.

Durch diese Forscher veranlaßt hat dann H. REISSNER[15]) — offenbar ohne Kenntnis der genannten Vorarbeiten — das Problem des Schalldurchganges durch feste Platten beliebiger Stärke nochmals in Angriff genommen und bis zur Angabe von Formeln für den Durchlaßgrad durchgeführt. Nach ihm haben nochmals BÄR[16]), sowie LEWI und NAGENDRA NATH[17]) versucht, seine Ergebnisse, wie auch seine Ableitungen, etwas zu vereinfachen. Wie sich denken läßt, führt die vollständige Lösung des Problems auf sehr umfangreiche und undurchsichtige Ausdrücke.

Im Rahmen der Raum- und Bauakustik kann aber fast in allen Fällen die Wanddicke als so klein gegenüber den Wellenlängen im Wandmaterial angesehen werden, daß man, wie schon eingangs erwähnt, auf Vorder- und Rückseite einer Wandstelle die gleiche Bewegung ansetzen, die Wand also in Dickenrichtung als Ganzes betrachten kann. Das Spiel der Longitudinal- und Transversalwellen im Innern geht dann in die einfachen Biegeschwingungen über, wie dies TIMOSHENKO[18]) für die Eigenschwingungen eines Balkens gezeigt hat. Auch in den allgemeinen Formeln von REISSNER[15]) ist dieser Grenzfall enthalten, doch ist ihre Form gerade für diesen Fall sehr wenig durchsichtig, und es ist einfacher auch in der Ableitung von vornherein sich auf die Biegungs-Beziehungen zu stützen, dabei aber die seitliche Unbeschränktheit der Platte beizubehalten.

Merkwürdigerweise ist dieser Weg, der zwischen dem zu stark vereinfachten Schema des „Massenmodells" und den sehr allgemeinen, aber darum auch ziemlich verwickelten Darstellungen von SCHOCH einerseits und REISSNER andererseits liegt, noch nie beschritten worden.

Dies soll nun im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit geschehen. Dabei werden wir nicht nur eine neue Ableitung für das „Massenmodell" erhalten, sondern wir werden gleichzeitig eine Übersicht gewinnen über den Einfluß der diese Massen seitlich koppelnden Biegesteifigkeit, und wir werden dabei zu einem wichtigen Effekt geführt werden, der bisher für die Schalldämmung unberücksichtigt geblieben ist und der erlaubt, manche der noch ungeklärten Abweichungen zwischen Theorie und Erfahrung, insbesondere die geringen Absolutwerte der Dämmung und die schwächer ansteigenden Frequenzgänge zu erklären.

Wie mir nach Abschluß der nachfolgenden Untersuchungen bekannt wurde, ist auch dieser

[14]) R. BÄR und A. WALTI, Helv. phys. Acta 7 (1934), S. 658.

[15]) H. REISSNER, Helv. phys. Acta 11 (1938), S. 140.

[16]) R. BÄR, Helv. phys. Acta 11 (1938), S. 397.

[17]) E. LEWI und NAGENDRA NATH, Helv. phys. Acta 11 (1938), S. 408.

[18]) S. P. TIMOSHENKO, Phil. Mag. Ser. 6, 43 (1922), S. 125.

Effekt mit Hilfe von Ultraschall von etwa $6 \cdot 10^6$ Hz an dünnen Metallfolien in Wasser von F. H. SANDERS beobachtet worden[19]). SANDERS erklärt ihn auch bereits durch Biegewellenbetrachtungen, wie es hier geschehen wird. Er befindet sich nur im Irrtum, wenn er meint, daß dieser Fall in den allgemeinen Formeln von REISSNER nicht enthalten sei. Er tritt in ihnen allerdings nicht deutlich zutage. Man kann aber mit einiger Rechenarbeit die in diesem Falle einfachere Biegewellendarstellung aus ihnen entwickeln. Dabei ergibt sich auch, daß die Biegewellendarstellung namentlich bei festen Wänden in Luft ein großes Frequenzgebiet umfaßt und somit selbständige Bedeutung hat, während bei festen Körpern im Wasser man sehr bald Korrekturen benötigt, weil dort in dem Frequenzgebiet, wo die Biegesteifigkeit Bedeutung gewinnt, auch schon die Dicken nicht mehr klein zur Wellenlänge sind.

II. Teil: Die Behandlung als erzwungene Biegewelle

§ 6. Der „Koinzidenz"-Effekt bei einer gespannten Membran

Als Voraufgabe wollen wir zunächst als dämmendes Gebilde eine gespannte Membran von unendlicher Ausdehnung betrachten. Auf diese möge unter dem Einfallswinkel ϑ eine ebene Welle laufen. Das Problem ist zweidimensional und spielt sich in der Einfallsebene ab. Die Membran tritt dabei nur als schwingende Saite in Erscheinung, für deren freie Bewegung bekanntlich die Differentialgleichung gilt:

$$S \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = m \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} . \tag{6.1}$$

Dabei bedeuten w den Ausschlag, S die Membranspannung und m ihre Masse je Flächeneinheit. Da diese Gleichung die Anwendung des dynamischen Grundgesetzes auf ein Massenelement der Länge und Breite 1 darstellt, wobei links die Resultierende aus den rücktreibenden Komponenten der Spannkräfte und rechts das Produkt Masse mal Beschleunigung steht, so haben wir im Falle der Anregung durch eine auftreffende Schallwelle nur noch links die Drücke p_1 und p_2 vor und hinter der Membran hinzuzufügen:

$$p_1 - p_2 + S \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = m \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} . \tag{6.2}$$

Unter Beschränkung auf reine Töne und unter Einführung der Schnelle statt des Ausschlages

$$v = i \omega w \tag{6.3}$$

nimmt diese Gleichung die Form an:

$$p_1 - p_2 + \frac{S}{i \omega} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = i \omega m v . \tag{6.4}$$

Nun wird bei der durch die auffallende Schallwelle erzwungenen Welle der Membran nicht nur die zeitliche, sondern auch die räumliche Periodizität durch die auffallende Welle bestimmt, d. h. alle Phasenänderungen müssen über die Membranoberfläche mit der gleichen Spurgeschwindigkeit $\frac{c}{\sin \vartheta}$ laufen. Die x-Abhängigkeit der Wandschnelle ist somit durch den Ansatz:

$$v \sim e^{\pm i \left(\frac{\omega}{c} \sin \vartheta \right) x} \tag{6.5}$$

gekennzeichnet. Damit kann aber Gleichung (6.4) auf eine der Beziehung (1.2) entsprechende Form gebracht werden:

$$p_1 - p_2 = \left| i \omega m - i \omega \frac{S}{c^2} \sin^2 \vartheta \right| v . \tag{6.6}$$

Der Trennwiderstand setzt sich also aus zwei Teilen zusammen, dem schon eingangs eingeführten Trägheitswiderstand und einem durch die seitliche elastische Kopplung bedingten Anteil, der seiner Phase entsprechend als eine Art Federungswiderstand aufgefaßt werden kann, der aber ebenfalls mit der Frequenz wächst. Ein Abfallen der Schnelle umgekehrt proportional der Frequenz bei konstanter Erregung braucht also kein Beweis dafür zu sein, daß eine Wand nur als träge Masse wirkt.

Das Wichtigste ist nun, daß der „Federungswiderstand" vom Einfallswinkel abhängt. Für senkrechten Einfall reduziert sich der Trennwiderstand, wie eingangs angesetzt auf den Trägheitswiderstand. Mit schräger werdendem Einfall wächst aber der Federungswiderstand,

[19]) F. H. SANDERS, Canad. J. Res., Vol. 17 Sec. A. (1939), S. 179. Ich habe für diesen Literaturhinweis Herrn A. SCHOCH zu danken.

um schließlich bei streifendem Einfall seinen Höchstwert zu erreichen. Bei diesem Übergang wird der Trennwiderstand durch die gegenphasige Wirkung beider Anteile zunächst verringert, und es ergibt sich hieraus ein neuer Hinweis dafür, warum die im statistischen Mittel gewonnenen Dämmwerte viel kleiner sind, als die theoretischen Überlegungen für senkrechten Einfall ergeben würden.

Nun könnte aber auch für einen bestimmten Einfallswinkel der Fall eintreten, daß, ähnlich wie bei der Resonanz eines einfachen Schwingers für eine bestimmte Frequenz, sich Trägheits- und Federungswiderstand gerade gegenseitig aufheben; und zwar tritt das auch hier gerade dann ein, wenn die Bedingungen für eine „erzwungene" Bewegung mit denen einer „freien" Bewegung übereinstimmen.

Die Ausdrücke „erzwungen" und „frei" sind hierbei allerdings so zu verstehen, daß in beiden Fällen die Frequenz durch die ankommende Welle diktiert sein soll, daß aber bei der „erzwungenen" Bewegung auch noch die Phasengeschwindigkeit der Wellenausbreitung festgelegt ist. Eine „freie" Welle würde in diesem Sinne die Welle genannt werden müssen, die von einer punktförmigen Erregung mit der Kreisfrequenz ω ausgehen würde. Derartige „freie" Wellen sind zu überlagern, wenn man das Problem einer nach endlicher Länge eingespannten Membran behandeln will.

Bezeichnen wir die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer solchen „freien" Welle der Membran mit c_1, so ist die x-Abhängigkeit bei einem Ton der Kreisfrequenz ω durch einen Ansatz der Form

$$v \sim e^{\pm i \frac{\omega}{c_1} x} \tag{6.7}$$

gekennzeichnet. Für c_1 gilt aber, wie sich auch durch Einsetzen von (6.7) in (6.1) ergibt, die bekannte Formel:

$$c_1 = \sqrt{\frac{S}{m}}. \tag{6.8}$$

Unter Einführung dieses Wertes in (6.7) kann man den Trennwiderstand auch darstellen:

$$T = i\omega m \left(1 - \left(\frac{c_1 \sin\vartheta}{c}\right)^2\right). \tag{6.9}$$

Der Trennwiderstand verschwindet, wenn die anschauliche Beziehung:

$$c_1 = \frac{c}{\sin\vartheta} \tag{6.10}$$

gilt, d. h. wenn die Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer freien Membranwelle ist.

Dieser Effekt, für welchen die räumliche Periodizität dieselbe Bedeutung hat, wie die zeitliche Periodizität im Falle der Resonanz, wird zum Unterschied von dieser zweckmäßig mit einem besonderen Namen gekennzeichnet. Ich möchte hierfür die mir von Herrn H. GOETZ[20]) vorgeschlagene Bezeichnung „Koinzidenz" wählen, weil in ihr sowohl der Begriff des Zusammenpassens, wie der des Einfallswinkels anklingt, und derselbe jedenfalls in der Akustik nicht für andere Erscheinungen mit Beschlag belegt ist. Ich hoffe, daß sie auch auf anderen Gebieten der Physik nicht zu Verwechslungen führen wird; denn der so bezeichnete Effekt ist auch bei allen anderen Wellenarten möglich, vielleicht auch schon beobachtet und erklärt[21]).

Um eine Koinzidenz erhalten zu können, muß jedenfalls $c_1 > c$ sein oder, indem wir rechts und links durch die Frequenz dividieren, muß gelten $\lambda_1 > \lambda$, wenn λ_1 die Wellenlänge einer freien Welle gleicher Tonhöhe auf der Membran bedeutet. Für die e-Saite einer Geige gilt, daß ihre Länge, die $\frac{\lambda_1}{2}$ entspricht,

[20]) Herr Dipl.-Ing. H. GOETZ hat ferner im AEG-Forschungsinstitut eine Apparatur entwickelt, die es gestattet, diesen Effekt mit Hilfe von Ultraschall an Eisenplatten in Wasser quantitativ zu untersuchen. Diese Apparatur wurde von ihm am 13. Januar 1942 im Seminar für Mechanik der Technischen Hochschule Berlin im Anschluß an meinen Vortrag vorgeführt. Herr GOETZ wird hierüber im Rahmen einer Dissertation an gleicher Stelle berichten.

[21]) Es sei darauf hingewiesen, daß die „Koinzidenz-Beziehung" (6.10) in die Gleichung für den MACHschen Winkel übergeht, wenn c_1 die Geschoßgeschwindigkeit darstellt. Auch für die von OSWALD v. SCHMIDT, Ann. Phys. V. 19 (1934), S. 891 beobachteten Grenzwellen ergibt sich formal die gleiche Beziehung, wobei c_1 die Geschwindigkeit im zweiten Medium bedeutet.

etwa 1,2mal so lang ist, wie die Länge einer beiderseits offenen Pfeife für den gleichen Ton, die ihrerseits $\frac{\lambda}{2}$ entspricht. Vergleichen wir damit die tiefe Abstimmung einer kleinen Trommel, so leuchtet ein, daß derartige Spannungen, wie sie für $c_1 > c$ nötig sind, bei Membranen praktisch kaum auftreten werden.

Wenn aber umgekehrt gilt, daß $c_1 < c$ ist, so folgt daraus, daß die seitliche Kopplung nur eine vernachlässigbare Korrektur am Trennwiderstand in (6.8) bewirkt, und wir haben damit eine neue Ableitung für das „Massenmodell" gewonnen.

Da ferner bei gegebenen Abmessungen die Grundschwingung um so tiefer liegt, je kleiner c_1 ist, läßt auch diese Ableitung im Sinne der Schochschen Beobachtungen eine um so bessere Übereinstimmung mit dem Massenmodell erwarten, je tiefer die Membran abgestimmt ist.

Zusammenfassend ist also zu sagen:

1. Die Betrachtung einer Trennwand als gespannte Membran führt bei tiefer Grundschwingung zu dem Modell aus ungekoppelten trägen Massen (Massenmodell).
2. Sie würde das vergleichsweise Absinken der Dämmwerte bei höheren Grundschwingungen erklären.
3. Sie würde aber keine Abweichung im Frequenzgang gegenüber der reinen Trägheitswirkung ergeben.

§ 7. Der Koinzidenz-Effekt bei der Platte

Wenn auch die Behandlung einer Trennwand als eine gespannte Membran der Wirklichkeit infolge des kontinuierlichen Charakters und der Berücksichtigung seitlicher Kopplungen bereits näher kommt, so befriedigt sie doch physikalisch nicht, weil ja die Rückstellkräfte bei einer Platte durch Biegespannungen hervorgerufen werden. Es bedeutet zudem keine besondere Erschwerung, wenn wir die im letzten Paragraphen angeschnittene Behandlungsweise auf eine biegesteife Platte übertragen, die dann in der Einfallsebene als Balken in Erscheinung tritt, nur mit dem Unterschied, daß infolge der verhinderten Querkontraktion ein etwas erhöhter Elastizitätsmodul nämlich (unter Benutzung der Poissonschen Zahl μ) $E/1-\mu^2$ statt des aus dem Zugversuch gewonnenen Elastizitätsmodul E einzusetzen ist.

Für das Massenelement der Länge 1 eines Balkens (der Breite 1) ergibt das dynamische Grundgesetz bekanntlich eine Differentialgleichung 4. Ordnung[22])

$$-B\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} = m\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}, \tag{7.1}$$

d. h. die durch die relative Verschiebung gegenüber der Nachbarschaft entstehenden Rückstellkräfte sind hier der vierten Ableitung nach dem Ort proportional.

Als Proportionalitäts-Konstante tritt die Biegesteifigkeit B auf, die ihrerseits gleich dem Produkt aus der erhöhten Dehnsteifigkeit $E/1-\mu^2$ und dem Trägheitsmoment J je Breiteneinheit ist:

$$B = \frac{E\,J}{1-\mu^2}. \tag{7.2}$$

Unter Beschränkung auf reine Töne der Kreisfrequenz ω und unter Einführung der Schnelle v nimmt Gleichung (7.1) die Form an:

$$i\frac{B}{\omega}\frac{\partial^4 v}{\partial x^4} = i\,\omega\,m\,v. \tag{7.3}$$

Die an einer Stelle mit der Kreisfrequenz ω eingeleitete „freie" Bewegung setzt sich aus 4 Lösungsanteilen zusammen, entsprechend den vier Anfangsbedingungen für Ausschlag, Neigung, Moment und Querkraft. Davon werden zwei durch reelle Exponentialfunktionen dargestellt, die mit der Entfernung von der Störung abklingen. Für die unendlich breite Platte interessieren nur die beiden anderen Anteile, die wieder Wellenausbreitungen mit der Geschwindigkeit c_1 entsprechen, die wir hier als Biegewellengeschwindigkeit bezeichnen können. Durch Einsetzen des Ansatzes

$$v \sim e^{\pm i\frac{\omega}{c_1}x} \tag{7.4}$$

erhält man aus (7.3) für die Biegewellen-

[22]) Hinsichtlich einer ausführlichen Ableitung der Biegewellengleichung in einer der modernen Akustik eigens angepaßten Darstellung sei u. a. auf die Arbeit des Verfassers in den Sitzungsberichten der Berliner Akad., math.-phys. Kl. (1934), Heft 1 verwiesen.

geschwindigkeit die ebenfalls bekannte Formel:

$$c_1 = \sqrt[4]{\frac{B}{m}}\,\sqrt{\omega}\,, \tag{7.5}$$

welche besagt, daß die Biegewellenausbreitung dispergierenden Charakter hat, und zwar daß die Phasengeschwindigkeit c_1 mit der Wurzel aus der Frequenz wächst. In dieser Frequenzabhängigkeit liegt der Hauptunterschied gegenüber den Verhältnissen bei der gespannten Membran.

Bei der Behandlung der durch eine schräg auffallende Welle erzwungenen Bewegung tritt in (7.3) wieder links unter den Kräften an der Flächeneinheit noch die Differenz der Drücke vor und hinter der Wand auf:

$$p_1 - p_2 + i\,\frac{B}{\omega}\,\frac{\partial^4 v}{\partial x^4} = i\,\omega\,m\,v\,. \tag{7.6}$$

Ferner ist für die x-Abhängigkeit wieder die Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle maßgebend, so daß (7.6) durch Einsetzen des Ansatzes.

$$v \sim e^{\pm i\,\frac{\omega}{c}\sin\vartheta\,x} \tag{7.7}$$

umgeformt werden kann zu:

$$p_1 - p_2 = \left(i\,\omega\,m - i\,\frac{B\,\omega^3\sin^4\vartheta}{c^4}\right)v\,, \tag{7.8}$$

d. h. der Trennwiderstand nimmt hier die Form an:

$$T = i\,\omega\,m - i\,\frac{B\,\omega^3\sin^4\vartheta}{c^4}\,. \tag{7.9}$$

Der „Federungswiderstand" wächst hier sogar mit der dritten Potenz der Frequenz. Ein Überwiegen desselben würde also ein noch wesentlich stärkeres Wachsen der Dämmung mit der Frequenz bedeuten, als es im allgemeinen beobachtet wird.

Unter Einführung der Phasengeschwindigkeit der Biegewellen c_1 läßt sich der Trennwiderstand auch darstellen in der Form:

$$\overline{T} = i\,\omega\,m\left(1 - \left(\frac{c_1\sin\vartheta}{c}\right)^4\right). \tag{7.9a}$$

Wir erhalten also, abgesehen vom Auftreten der vierten Potenz statt der zweiten, dieselbe Form, wie in (6.9); der Trennwiderstand verschwindet wieder bei der Koinzidenz-Bedingung, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der „freien" Welle längs der Wand gleich der Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle ist:

$$c_1 = \frac{c}{\sin\vartheta}\,. \tag{7.10}$$

Der wesentliche Unterschied gegenüber dem vorigen Paragraphen besteht nun darin, daß diese Bedingung frequenzabhängig geworden ist. Es gibt also nicht nur bestimmte Koinzidenzwinkel ϑ_k, sondern auch bestimmte Koinzidenzfrequenzen f_k. Für diese erhält man durch Einsetzen von (7.5) in (7.10):

$$f_k = \frac{c^2}{2\pi\sin^2\vartheta_k}\sqrt{\frac{m}{B}}\,. \tag{7.11}$$

Es gibt daher grundsätzlich zu jedem gegebenen Einfallswinkel eine Koinzidenzfrequenz, unterhalb welcher die Massenwirkung, oberhalb welcher die Steifigkeitswirkung überwiegt. Diese Frequenz hat ihren niedrigsten Grenzwert f_g bei streifendem Einfall $\vartheta = 90^0$, nämlich:

$$f_g = \frac{c^2}{2\pi}\sqrt{\frac{m}{B}}\,. \tag{7.12}$$

Unterhalb dieser Frequenz ist überhaupt keine Koinzidenz möglich, oberhalb derselben ist dagegen stets eine möglich, wobei der Koinzidenzwinkel mit wachsender Frequenz immer kleiner wird. So gehört z. B. zur doppelten Grenzfrequenz ein Koinzidenzwinkel von 45^0, zur vierfachen Grenzfrequenz ein Koinzidenzwinkel von 30^0, zur achtfachen ein solcher von etwa 20^0 usf. Weiter hinauf läßt sich die Beziehung (7.11) bei festen Wänden in Luft meist nicht mehr anwenden, weil dann die Voraussetzungen dünner Wände im Sinne der einfachen Biegungswelle nicht mehr statthaft sind.

Wenn wir nun auch auf diesem Wege zu dem asymptotischen Gesetz von Schoch und damit zu dem Wandmodell aus unabhängigen trägen Massen kommen wollen, müssen wir annehmen, daß die Grenzfrequenz im allgemeinen hoch über den Beobachtungsfrequenzen liegt. Dies wäre um so eher erfüllt, je kleiner $\sqrt{\frac{B}{m}}$ ist und das besagt, in Übereinstimmung mit der von Schoch gestellten Bedingung, daß die Grundfrequenz einer Platte von gegebenen Abmessungen möglichst tief sein soll.

Um nun diese Verhältnisse quantitativ zu kontrollieren, wollen wir (7.12) auf den praktisch hauptsächlich interessierenden Fall einer homogenen Platte der Stärke d und Dichte ϱ anwenden. Wir haben dann für B einzusetzen:

$$B = \frac{E}{1-\mu^2} \cdot \frac{d^3}{12} \tag{7.13}$$

und für m:

$$m = \varrho\, d\,. \tag{7.14}$$

Damit geht die Formel für die Grenzfrequenz über in:

$$f_g = \frac{c^2}{2\pi d} \sqrt{\frac{12\,\varrho\,(1-\mu^2)}{E}}\,. \tag{7.15}$$

Die Materialeigenschaften lassen sich unter Vernachlässigung der geringen Querkontraktionseinflüsse ($\mu^2 \ll 1$) durch die meist aus Tabellen[23]) bekannte Longitudinalwellengeschwindigkeit c_l in Stäben:

$$c_l = \sqrt{\frac{E}{\varrho}} \tag{7.16}$$

kennzeichnen, so daß wir aus (7.15) die einfache Näherungsformel:

$$f_g \approx \frac{c^2}{2\,c_l\,d} \tag{7.17}$$

gewinnen, welche sich unter Einführung der zu f_g gehörigen Wellenlänge in Luft λ_g auf die anschauliche Proportion bringen läßt:

$$\frac{d}{\lambda_g} = \frac{c}{2\,c_l}\,. \tag{7.18}$$

In Abb. 6 ist nun über der Grenzfrequenz als Abszisse die zugehörige Plattendicke als Ordinate aufgetragen. Da beide Skalen logarithmisch gestuft sind, tritt die Bedingung (7.17) als fallende Gerade in Erscheinung. Als Baustoffe sind Glas, Ziegelstein und Eichenholz längs und quer zur Faser gewählt. Da die Unterschiede in den Longitudinalgeschwindigkeiten nur ein Verhältnis 1 : 2 umfassen, liegen die zugehörigen Geraden gegenüber den um 3 Zehnerpotenzen variierenden Werten der Frequenz und Dicke verhältnismäßig dicht beieinander. Es ist nun beachtlich, daß die erhaltenen Geraden, rechts oberhalb welcher Koinzidenzen zu erwarten sind, nicht, wie zunächst zu vermuten wäre, nur ein kleines Ausnahmegebiet abtrennen, sondern daß sie diagonal durch den ganzen interessierenden Bereich laufen, dessen Abszisse die Hörfrequenzen von 50 bis 10000 Hz und dessen Ordinate sämtliche bautechnisch interessierenden Stärken von 1 mm bis zu einer einsteinstarken Wand von 25 cm umfaßt.

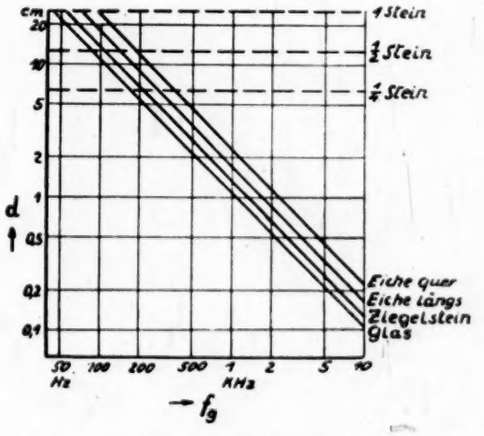


Abb 6. Zusammenhang zwischen Wanddicke d und Grenzfrequenz f_g für verschiedene Baustoffe

Hiernach ist nur für ganze dünne Wände, vorzugsweise aus Holz wie sie als „mitschwingende Schallschlucker" verwendet werden, die Gültigkeit des Massenmodells im ganzen Hörbereich zu erwarten. In diesem Sinne zeigt auch die in Abb. 2 unter Nr. 1 angeführte Sperrholzplatte als einzige kaum eine Abweichung vom einfachen Massendämmungsgesetz (1.14). Dagegen fällt schon bei einer 1,2 cm dicken Glasplatte, wie sie der Kurve Nr. 2 in Abb. 2 zugrunde liegt, die Grenzfrequenz etwas unter 1000 Hz. In der Tat zeigt die gemessene Kurve in diesem Gebiet einen deutlichen Abfall, worauf sie etwa bei 1200 Hz ein Minimum erreicht. Danach folgt ein stärkerer Anstieg, als er dem Massengesetz entspricht. Bei einem Frequenzgang für einen bestimmten Einfallswinkel hätte man dies auch bei Überwiegen des Biegesteifigkeitsgliedes im Trennwiderstand zu erwarten. Da bei statistischer Winkelverteilung aber oberhalb der Grenzfrequenz stets Koinzidenzen auftreten, liegen hierbei die Verhältnisse ver-

[23]) Z. B. E. Lübcke, Schallabwehr, Berlin (1940), S. 151.

wickelter. Wir werden darauf im nächsten Paragraphen eingehen[23a]).

Schließlich wollen wir noch die Ziegelwände Nr. 4 bis Nr. 6 in Abb. 2 betrachten. Sie zeigen zwar keine so deutlichen Einbrüche wie die Glasplatte, aber auch bei Nr. 4 und Nr. 5 ist der Verlauf anfangs flacher und wird dann steiler als dem Massengesetz entspricht. Dabei hat sich die Übergangsstelle bei der dickeren Wand nach links verschoben. Der zu der dicksten Wand gehörige flache Teil liegt bereits links außerhalb der Abb. 2. Die Grenzfrequenzen entnehmen wir — wenn wir von den Putzschichten absehen — der Abb. 6 zu 200 Hz für die $^1/_4$ Stein starke (Nr. 4), zu 100 Hz für die $^1/_2$ Stein starke (Nr. 5) und zu 50 Hz für die 1 Stein starke Ziegelwand (Nr. 6).

Es muß hier allerdings darauf hingewiesen werden, daß keine einheitlich anerkannten Angaben über die Longitudinalwellengeschwindigkeiten von Ziegelwänden vorliegen. In Abb. 6 wurde der bei LÜBCKE angegebene Wert von 4300 m/sec zugrunde gelegt. Dagegen hat R. SCHMIDT[23b]) den fast nur halb so großen Wert von 2325 m/sec gemessen. Unter Benutzung dieses Wertes würden die obigen Grenzfrequenzen 370, 185 und 92,5 Hz lauten.

Daß die Kurven Nr. 5 und 6 bei hohen Frequenzen wieder flacher werden, dürfte — sofern es sich nicht nur um Meßfehler infolge akustischer Nebenwege bei diesen hohen Dämmwerten handelt — auf Abweichungen von der hier benutzten einfachen Biegewellendarstellung zurückzuführen sein, die durch die im Verhältnis zur Verdichtungswellenlänge λ_d immer größer werdende Wanddicke bedingt sind. Dabei würde freilich die nach (5.2) zu erwartende Dickenresonanz erst in der äußersten Ecke der Abb. 6 in Erscheinung treten. Aber schon 4 Oktaven tiefer macht sich eine Abweichung von der einfachen Biegewellentheorie bemerkbar, die sich darin äußert, daß man die Drehträgheit, was RAYLEIGH[24]) schon tat, und außerdem nach TIMOSHENKO[25]) die endliche Schubdeformation bei der Ableitung der Biegewellengleichungen berücksichtigen muß. Mit diesen Korrekturen käme man schätzungsweise etwas über 2 Oktaven höher, so daß man praktisch den ganzen interessierenden Bereich damit erfassen könnte.

Wir wollen nun noch untersuchen, wie sich der Koinzidenzeffekt zu dem asymptotischen Gesetz von SCHOCH verhält. Zunächst können wir nach (7.8) und (7.9a) die Ortsabhängigkeit der Schnelle bei einer unter ϑ einfallenden Welle von gegebenem Druck darstellen in der Form:

$$v(x) = \frac{p\, e^{\pm i \frac{\omega}{c} \sin\vartheta\, x}}{i\,\omega\, m \left(1 - \left(\frac{c_1 \sin\vartheta}{c}\right)^4 (1 - i\,\eta)\right)}. \tag{7.19}$$

Dabei haben wir im Sinne von SCHOCH den Druck auf der Rückseite und somit die Strahlungsdämpfung vernachlässigt, dafür aber eine innere Dämpfung in der Form des Korrekturgliedes $i\,\eta$ eingeführt. Formel (7.19) hat dadurch die Form der Beziehung (3.4) erhalten.

Da wir eine unendlich breite Wand voraussetzen, kann jede sinusförmige Druckverteilung von beliebiger Periodizität als Eigenfunktion $u_n(x)$ aufgefaßt werden:

$$u_n(x) = e^{\pm i \frac{\omega}{c} \sin\vartheta\, x}. \tag{7.20}$$

Das Spektrum der Abb. 4 geht somit in eine einzige Linie über. Bei einer endlichen, aber sehr breiten Wand würden stattdessen mehrere Spektrallinien sich zu einem spitzen Gipfel vereinigen. Der Ort dieser Linie bzw. dieses Gipfels ist bestimmt durch die Eigenfrequenz ω_n, welche einer Biegewelle mit gleicher räumlicher Periodizität entsprechen würde:

$$\frac{\omega_n}{c_{1n}} = \frac{\omega}{c} \sin\vartheta. \tag{7.21}$$

[23a]) Ähnliche Verhältnisse sind zu erwarten bei Holzwänden von 2 cm Stärke, wie sie namentlich bei Türen Verwendung finden. Herr W. WEBER (Reichs-Rundfunk-Ges.) teilte am 13. Januar 1942 in der Diskussion mit, daß er bei solchen Türen ein deutliches Nachlassen der Dämmung über 1000 Hz festgestellt habe. Er wies mich ferner auf ähnliche Beobachtungen von BERG und HOLTSMARK hin. (Kongel. norske Vidensk. Selsk. Forh. Bd. VIII, Nr. 35 [1935], S. 123).

[23b]) R. SCHMIDT, Ing. Arch. V (1934), S. 360.

[24]) LORD RAYLEIGH, Theory of Sound I, § 186.

[25]) S. P. TIMOSHENKO, Phil. Mag. Ser. 6, 41 (1921), S. 744.

Dabei ist zu beachten, daß die Biegewellengeschwindigkeit c_{1n} bei der Eigenfrequenz ω_n zu derjenigen c_1, die zur Erregerfrequenz ω gehört, entsprechend dem Dispersionsgesetz (7.5) im Verhältnis steht:

$$\frac{c_{1n}}{c_1} = \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega}}. \tag{7.22}$$

Aus der Zusammenfassung beider Beziehungen ergibt sich, daß wir in (7.19) einsetzen können

$$\left(\frac{c_1 \sin\vartheta}{c}\right)^4 = \left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)^2, \tag{7.23}$$

wodurch die Identität mit der Formel (3.4) völlig hergestellt ist. Schließlich ergibt sich unter Benutzung von (7.5) für die Eigenfrequenz:

$$\omega_n = \sqrt{\frac{B}{m}\frac{\sin^2\vartheta}{c^2}}\,\omega^2. \tag{7.24}$$

Nehmen wir nun an, daß die Spektrallinie der anregenden Druckverteilung in einer Abb. 4 entsprechenden Darstellung zunächst links von dem Gipfel des Übertragungsfaktors liegen möge. Lassen wir dann im Sinne des Grenzüberganges von Schoch die Frequenz wachsen, so rückt der Gipfel des Übertragungsfaktors proportional mit ω, derjenige des Druckverteilungs-Spektrums dagegen mit ω^2 nach rechts. Der letzte muß also den ersten überholen und damit aus dem Gültigkeitsbereich des asymptotischen Gesetzes herausrücken. Die Koinzidenz aber entspricht in dieser Darstellung dem Zusammenfallen der beiden Gipfel.

§ 8. Analogie zwischen Resonanz und Koinzidenz

Wir hatten schon auf die Ähnlichkeit der Koinzidenz mit der Resonanz eines einfachen Schwingers hingewiesen, weil hier wie dort die Massen- und Federungswiderstände sich gegenseitig aufheben. Diese Analogie ist bei genügend kleiner Dämpfung sogar mathematisch so vollkommen, daß wir viele Gesetzmäßigkeiten, die uns von der Resonanz her geläufig sind, auf die Koinzidenz übertragen können.

Betrachten wir zunächst eine elastisch gelagerte Kolbenmembran, die quer in ein unendlich langes Rohr gespannt ist, in welchem eine ebene Welle entlanglaufe, dann gilt für den Trennwiderstand wie in (2.3)

$$T = i\,\omega\,m\left(1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right) \tag{8.1}$$

und für den Durchlaßgrad

$$A = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega\,m}{2Z}\right)^2\left(1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right)^2}. \tag{8.2}$$

In der Nähe des Resonanzgipfels, wo allein große Durchlaßgrade erzielt werden, läßt sich durch die Einführung der Verstimmung

$$\varepsilon = \left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1\right) \tag{8.3}$$

der Durchlaßgrad auf die übliche Resonanzform bringen:

$$A = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_0\,m}{Z}\right)^2 \varepsilon^2}. \tag{8.4}$$

Diese Kurve ist um so schmaler, je größer $\omega_0\,m$ ist. Als Maß hierfür pflegt man die Halbwertsbreite, d. h. die Breite der Resonanzkurven, bei der die Energie auf den halben Gipfelwert gesunken ist, anzugeben, welche gleich ist:

$$2\varepsilon' = \frac{2Z}{\omega_0\,m}. \tag{8.5}$$

Diese Größe ist andererseits gleich dem Quotienten aus $2\,\delta$ und ω_0, wobei δ die Abklingkonstante einer freien Schwingung der Kolbenmembran ist:

$$\delta = \frac{Z}{m}. \tag{8.6}$$

Diese Größe kann auch unmittelbar daraus gefunden werden, daß die in der Membran schwingende zeitlich abnehmende Energie E

$$E = \frac{1}{2}\,m\,v^2 = \frac{1}{2}\,m\,v_0^2\,e^{-2\delta t} \tag{8.7}$$

(hierbei bedeutet v den Scheitelwert)

durch Abgabe von Strahlungsleistung nach beiden Seiten verringert wird:

$$-\frac{dE}{dt} = \delta\,m\,v^2 = 2\,Z\,\frac{v^2}{2}. \tag{8.8}$$

Bei der Gegenüberstellung der Koinzidenz wollen wir nur ihre Winkelabhängigkeit betrachten, welche sowohl bei der gespannten Membran, als auch bei der Platte auftritt, dagegen wollen wir die Frequenz konstant lassen. Damit übernimmt die Ortsabhängigkeit parallel zur Platte, die sich in dem Faktor $e^{\pm i\left(\frac{\omega}{c}\sin\vartheta\right)x}$ kundtut, die Rolle, die früher der

Zeitabhängigkeit zukam. Führen wir nun z. B. bei der Platte in gleicher Weise in die Formel für den Durchlaßgrad:

$$(8.9) \qquad \Delta = \frac{1}{1 + \left[\frac{\omega m \cos\vartheta}{2Z}\left(1 - \left(\frac{c_1 \sin\vartheta}{c}\right)^4\right)\right]^2}$$

die „Verstimmung" des x-Faktors gegenüber dem Koinzidenzwert ein, indem wir setzen,

$$(8.10) \qquad \sin\vartheta = \sin\vartheta_k\,(1+\varepsilon)\,,$$

so ergibt sich für kleine Winkelabweichungen ebenfalls eine „Resonanzkurve", wenn wir allgemein die in (8.4) gegebene Abhängigkeit einer Größe von der Verstimmung so bezeichnen, nämlich:

$$(8.11) \qquad \Delta = \frac{1}{1 + \left(\frac{2\omega m \cos\vartheta_k}{Z}\right)^2 \varepsilon^2}$$

Die Halbwertsbreite beträgt dabei:

$$(8.12) \qquad 2\varepsilon' = \frac{Z}{\omega m \cos\vartheta_k}$$

und hieraus kann nach Multiplikation mit dem für die räumliche Periodizität maßgebenden Faktor $\frac{\omega}{c_1}$ geschlossen werden, daß das räumliche Abnehmen einer „freien", d. h. einer nur an einer Störstelle mit der Frequenz ω erregten Welle, mit einer Dämpfungskonstanten

$$(8.13) \qquad \beta = \frac{\varepsilon'\omega}{c_1} = \frac{Z}{2 c_1 m \cos\vartheta_k}$$

erfolgen muß.

Auch dies Ergebnis kann andererseits unmittelbar aus der Leistungsbilanz einer fortschreitenden Biegewelle erschlossen werden; eine genauere Betrachtung zeigt nämlich, daß einer solchen bei der maximalen Schnelle v eine Intensität J

$$J = m c_1 v^2 = m c_1 v_0^2 e^{-2\beta x}$$

zukommt. Da nun dieser Welle auf der Wegeinheit die Leistung

$$2 \frac{Z}{\cos\vartheta_k} v^2$$

entzogen wird, so gilt die Bilanz:

$$(8.14) \qquad -\frac{dJ}{dx} = 2\beta m c_1 v^2 = \frac{Z}{\cos\vartheta_k} v^2\,,$$

aus welcher ebenfalls Formel (8.13) folgt.

Es ist nun bekannt, daß, wenn ein zeitlich begrenzter Wellenzug mit einer der Resonanzfrequenz entsprechenden Trägerfrequenz auf eine solche federnd gelagerte Kolbenmembran trifft, dieselbe eine gewisse Zeit benötigt, um auf ihre volle Schwingungsweite aufgeschaukelt zu werden, und dafür nach Beendigung des Signals noch nachschwingt.

Auf Grund der gezeigten Analogie können wir folgern, daß ebenso bei Auftreffen eines räumlich begrenzten Wellenzuges, also eines „Strahls", der unter dem Koinzidenzwinkel einfallen möge, die Wand nicht auf der ganzen Strahlbreite gleich erregt wird, sondern daß sie vielmehr, wenn man ihre Schwingung in Richtung der Spurgeschwindigkeit abtastet, zunächst eine gewisse Breite zum Aufbau der vollen Schwingung braucht, und daß sie ebenso jenseits des primären Strahles erst ein allmähliches „Abklingen" aufweist. Denselben Charakter weist die allein von den Wandschwingungen bestimmte durchgelassene Welle auf [25a]).

Der hier erwähnte Effekt ist vor allem für die Beurteilung von Messungen wichtig, weil bei Benutzung eines Strahles endlicher Breite oder auch einer Kugelwelle, die nur in einem schmalen Bereich der Koinzidenzbedingung genügt, die Energieverbreitung dazu führt, daß der an einer Stelle jenseits der Wand gemessene Schalldruck bei Koinzidenz nicht so stark ansteigt, wie das bei Benutzung einer unendlich breiten einfallenden Welle der Fall sein müßte.

Wir können dieses Ergebnis unter Benutzung der Fourier-Analyse auch so erklären, daß bei einem zeitlich begrenzten Wellenzug auch Nachbarfrequenzen mit merklicher Energie auftreten, und daß ebenso ein „Strahl" endlicher Breite aus vielen unendlich breiten Wellenzügen zusammengefaßt werden kann, deren Einfallswinkel zu dem Strahlwinkel benachbart liegen.

Die Frage, welche Energie bei statistischer Winkelverteilung durch die Wand tritt, welcher

[25a]) Die dabei auftretende räumliche Verbreiterung der aufgefallenen Energie weist ebenfalls auf die Verwandtschaft mit den von O. v. SCHMIDT betrachteten „Grenzwellen" hin, die bei einem Strahl auftreten können, der unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion auf die Trennfläche zwischen zwei verschiedene Medien fällt.

wir uns nunmehr zuwenden wollen, ist daher unter diesem Gesichtspunkt verwandt. Auch hier hilft uns die Analogie mit dem einfachen Resonanzsystem. Wir fragen zunächst, welcher mittlere Durchlaßgrad für die federnd gelagerte Kolbenmembran anzusetzen ist, wenn sich die Schallenergie der auftreffenden Welle auf ein kontinuierliches Spektrum mit konstantem Amplitudenbelag zwischen den Frequenzen ω_1 und ω_2, welche die Resonanzfrequenz ω_0 einschließen mögen, verteilt. Wir haben dann anzusetzen:

$$A_m = \frac{1}{\omega_2 - \omega_1} \int_{\omega_1}^{\omega_2} A \, d\omega \,. \tag{8.15}$$

Da der Durchlaßgrad nur in unmittelbarer Nähe der Resonanz große Werte annimmt und wir dort für A den Ausdruck (8.4) einsetzen können, formen wir das Integral unter Einführung der Verstimmung zweckmäßig um zu:

$$A_m = \frac{\omega_0}{\omega_2 - \omega_1} \int_{-\varepsilon_1}^{+\varepsilon_1} \frac{d\varepsilon}{1 + \left(\frac{\omega_0 m}{Z}\right)^2 \varepsilon^2} \,. \tag{8.16}$$

Die hierbei symmetrisch zur Resonanzstelle gewählten Grenzen haben nichts mit den früheren Grenzen ω_2 und ω_1 zu tun, denn so weit würde die Darstellung (8.4) ohnehin nicht gelten. Sie sind vielmehr beliebig. Sie müssen nur so groß sein, daß sie praktisch das ganze Resonanzgebiet einschließen und eine Vergrößerung derselben zur Integralfläche nichts Nennenswertes mehr beträgt. Dies ergibt sich mathematisch daraus, daß

$$\int_{-\varepsilon_1}^{+\varepsilon_1} \frac{d\varepsilon}{1 + \left(\frac{\omega_0 m}{Z}\right)^2 \varepsilon^2} = \frac{2Z}{\omega_0 m} \operatorname{arc\,tg} \frac{\omega_0 m}{Z} \varepsilon_1 \approx \frac{\pi Z}{\omega_0 m} \,, \tag{8.17}$$

also unabhängig von ε_1 ist, so lange nur die durch $Z/\omega_0 m$ zum Ausdruck kommende Dämpfung der Resonanzkurven genügend klein ist. Wir haben also erhalten

$$A_m \approx \frac{\pi Z}{(\omega_2 - \omega_1)\, m} \,. \tag{8.18}$$

Genau so können wir nun vorgehen, um den statistischen Mittelwert des Durchlaßgrades zu bilden, der nach § 4 anzusetzen ist als:

$$A_m = \int_0^1 A \, d(\cos^2 \vartheta) = 2 \int_0^1 A \sin\vartheta \, d(\sin\vartheta) \,. \tag{8.19}$$

Auch hierbei ist, wenn wir wieder das Gebiet streifenden Einfalls ausschließen und der Koinzidenzgipfel bereits aus dem streifenden Gebiet herausgerückt ist, der Energiedurchtritt auf die unmittelbare Nachbarschaft des Koinzidenzwinkels beschränkt. Wir können daher auch hier unter Benutzung von (8.10) und (8.11) das Integral umformen zu:

$$A_m = 2 \sin^2 \vartheta_k \int_{-\varepsilon_1}^{+\varepsilon_1} \frac{d\varepsilon}{1 + \left(\frac{2\omega m \cos\vartheta_k}{Z}\right)^2 \varepsilon^2} \tag{8.20}$$

und erhalten hieraus:

$$A_m \approx \frac{\pi Z \sin^2 \vartheta_k}{\omega m \cos \vartheta_k} = \frac{\pi}{2} A_0 \frac{\sin^2 \vartheta_k}{\cos \vartheta_k} \,. \tag{8.21}$$

In dieser Formel kommt die Frequenzabhängigkeit sowohl in A_0 als auch im Koinzidenzwinkel zum Ausdruck. Führen wir noch das Verhältnis ξ der jeweiligen Frequenz zu der in (7.11a) eingeführten Grenzfrequenz ein, so läßt sich einerseits ausdrücken:

$$A_0 = \frac{A_{0g}}{\xi^2} \,, \tag{8.22}$$

dabei bedeutet A_{0g} den Durchlaßgrad für senkrechten Einfall bei der Grenzfrequenz, andererseits

$$\sin^2 \vartheta_k = \frac{1}{\xi} \,. \tag{8.23}$$

Damit erhalten wir schließlich für den mittleren Durchlaßgrad im Koinzidenzgebiet, d. h. etwa für $\xi \geq 2$:

$$A_m \approx \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{A_{0g}}}{\xi^2 \sqrt{1 - \frac{1}{\xi}}} \,. \tag{8.24}$$

Für die Dämmung ergäbe sich hieraus unter Vernachlässigung unwesentlicher Glieder die Formel:

$$D_m \approx \frac{1}{2} D_{0g} + 20 \log \xi \,. \tag{8.25}$$

Darin bedeutet D_{0g} die Dämmung für senkrechten Einfall bei der Grenzfrequenz.

Dieser Wert hängt übrigens, wie man sich leicht durch Einsetzen von (7.18) in (1.14a) überzeugt, nur vom Wandmaterial ab:

$$D_{0g} = 20 \log \frac{\pi \varrho c^2}{Z c_l} \,.$$

Wir entnehmen dieser Formel vor allem das wichtige Ergebnis, daß die Dämmung im

Koinzidenzbereich wieder mit der Frequenz ansteigen muß, und zwar würde der Anstieg hiernach wie unterhalb der Koinzidenz mit dem 20fachen Logarithmus derselben erfolgen. Dies ist zum Teil darauf zurückzuführen, daß die beiden gegenphasigen Anteile des Trennwiderstandes mit der Frequenz wachsen, die Koinzidenzspitze also immer schärfer wird, zum Teil darauf, daß der Gipfel in statistisch immer unwichtigere Gebiete rückt.

§ 9. Berücksichtigung der Materialdämpfung

Nach Formel (8.25) würde die Dämmung oberhalb der doppelten Grenzfrequenz sich einer Geraden nähern müssen, die der früheren theoretischen Dämmung D_0 parallel ansteigt, aber die um $D_{0g}/2$, also um den halben Wert bei der Grenzfrequenz tiefer liegt.

Vergleicht man dieses Ergebnis nun mit den praktisch beobachteten Werten, wie sie etwa in Abb. 2 gezeigt sind, bei welchen der D_{0g}-Wert stets über 40 db beträgt, so ergibt sich, daß die so errechnete Schalldämmung oberhalb der Grenzfrequenz viel zu niedrige Werte liefert, denn die beobachteten Einbußen gegenüber der früheren Theorie betragen bei weitem keine 20 db. Wir sind also jetzt im Gegensatz zu dem früheren Vergleich zwischen Theorie und Experiment vor die Frage gestellt, warum die Dämmungen noch so gut sind.

Einen Hinweis hierfür erhält man, wenn man den Durchlaßgrad im Koinzidenzbereich nach Formel (8.9) über dem Einfallswinkel bzw. im Sinne der statistischen Mittelwertbildung über dem Quadrat seines Cosinus aufträgt. Dies ist in Abb. 7 für den in Abb. 2 als Nr. 2 gemessenen Fall einer Glasplatte von 1,2 cm Stärke geschehen. Die ganze Kurve besteht hierbei nur aus 2 Nadelspitzen, von denen die eine breitere über dem Koinzidenzwinkel, die andere bei streifendem Einfall auftritt, welche, wie oben auseinandergesetzt wurde, praktisch bedeutungslos ist. Hiernach dürften bei statistischer Verteilung der Einfallswinkel im primären Raum jenseits der Wand nur Wellen eines schmalen Richtungsbereiches abgestrahlt werden. Diese müßten notwendigerweise zu großen Täuschungen über den Ort der Schallquelle jenseits der Wand führen. Es ist nun außerordentlich unwahrscheinlich, daß ein derartig krasser Effekt bisher der Beobachtung entgangen sein sollte.

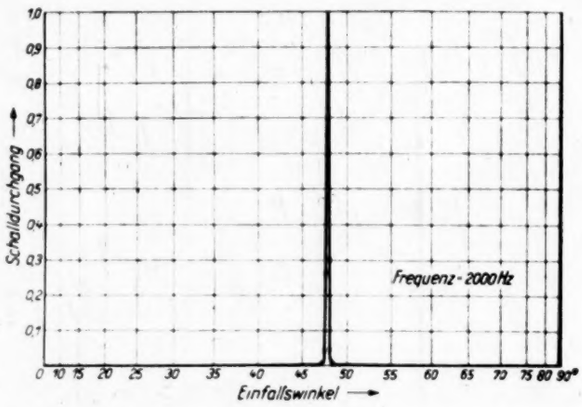


Abb. 7. Schalldurchgang durch eine 1,2 cm starke Glasplatte als Funktion des Einfallswinkels (gerechnete Werte, ohne innere Dämpfung)

Die starke Selektivität des Koinzidenzeffektes beruht offensichtlich darauf, daß wir als einzige Dämpfung bisher nur die (bei festen Platten in Luft geringe) Strahlungsdämpfung berücksichtigt haben. Die zusätzliche Beachtung einer, wenn auch sehr kleinen, Materialdämpfung führt sofort zu anderen Ergebnissen. Dabei darf es sich aber nicht um Dämpfungseinflüsse am Rande handeln; denn der Koinzidenzeffekt würde, wie die Ableitung erkennen läßt, ungeändert bleiben, wenn es etwa gelänge, den Rand in gedämpfter Weise so einzuspannen, daß jede Biegewellenreflexion unterbunden würde. Eine solche Einspannung würde dagegen sämtliche Eigenschwingungen der Platte wegdämpfen.

Wir führen daher gemäß den experimentellen Erfahrungen an festen Stoffen die Dämpfung durch Annahme eines komplexen Elastizitätsmoduls ein:

$$E = E\,(1 + i\,\eta) \tag{9.1}$$

worin η denselben Korrekturfaktor wie bei SCHOCH bedeutet und von der Frequenz unabhängig anzunehmen ist.

Mit dieser Einführung erhält der Trennwiderstand der Wand einen Realteil:

$$T = i\,\omega\,m\left(1 - \frac{c_1^4 \sin^4\vartheta}{c^4}\right) + \eta\,\omega\,m\,\frac{c_1^4 \sin^4\vartheta}{c^4} \tag{9.2}$$

und damit ändert sich die Formel für den Durchlaßgrad in:

$$(9.3)\quad \Delta = \frac{1}{(1+\eta\xi^2\cos\vartheta\sin^4\vartheta/\sqrt{\Delta_0})^2+\cos^2\vartheta(1-\xi^2\sin^4\vartheta)^2/\Delta_0}.$$

Diese Abhängigkeit ist wieder unter Zugrundelegung der Daten der Glasplatte mit dem Wert von $\eta = 0{,}1$ in Abb. 8 eingezeichnet. Man erkennt daraus, daß auch noch bei so verhältnismäßig hoher Dämpfung die durchgelassene Energie im wesentlichen durch das Gebiet des Koinzidenzwinkels bestimmt wird.

Gleichzeitig ist in Abb. 8 die frühere Kurve aus Abb. 7 eingetragen. Ferner ist in Abb. 8 diejenige Kurve des Durchlaßgrades eingetragen, die sich bei gleichem Δ_0-Wert infolge des Komponenteneffektes ergeben würde, welche unterhalb der Koinzidenz eine Verringerung der Dämmung um etwa 5 db bewirkt. Der Vergleich zeigt, daß bei Auftreten der Koinzidenz die durch den Komponenteneffekt erzeugte Fläche auf einen ganz schmalen Bereich bei streifendem Einfall zusammenschrumpft. Daraus ist zu ersehen, daß der Komponenteneffekt im Koinzidenzgebiet keine Rolle mehr spielt.

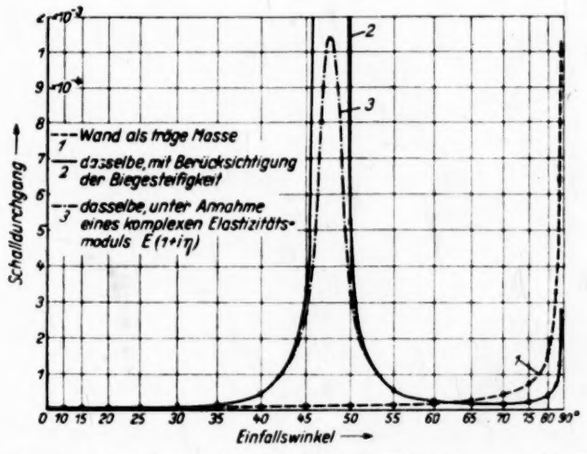


Abb. 8. Gerechnete Werte des Schalldurchgangs durch eine 1,2 cm starke Glasplatte in Abhängigkeit vom Einfallswinkel. Frequenz = 2000 Hz

Es genügt daher zur Ermittlung des mittleren Durchlaßgrades, die Integration wie früher über den Koinzidenzgipfel zu erstrecken, für welchen diesmal anzusetzen ist:

$$(9.4)\quad \Delta = \frac{1}{(1+\eta\cos\vartheta_k/\sqrt{\Delta_0})^2+(4\cos\vartheta_k/\Delta_0)^2\varepsilon^2}$$

und hieraus ergibt sich wieder der statistische Mittelwert durch Bildung des Integrals

$$(9.5)\quad \Delta_m = 2\sin^2\vartheta_k \int_{-\varepsilon_1}^{+\varepsilon_1} \Delta\, d\,\varepsilon$$

zwischen genügend weiten Grenzen $\pm\varepsilon_1$, wodurch man erhält:

$$(9.6)\quad \Delta_m = \frac{\pi}{2}\,\frac{\sqrt{\Delta_0}\sin^2\vartheta_k}{\cos\vartheta_k\,(1+\eta\cos\vartheta_k/\sqrt{\Delta_0})}.$$

Drücken wir hierin wieder die Frequenz ausschließlich durch das Frequenzverhältnis ξ aus, so erhalten wir die Formel:

$$(9.7)\quad \Delta_m = \frac{\pi}{2}\,\frac{\Delta_{0g}}{\xi^2\sqrt{1-\frac{1}{\xi}}\left(\sqrt{\Delta_{0g}}+\eta\,\xi\sqrt{1-\frac{1}{\xi}}\right)}.$$

Dieselbe geht für verschwindendes η in die frühere Beziehung (8.24) über.

Da der Δ_{0g}-Wert wie schon oben bemerkt, bei allen praktisch interessierenden Baustoffen kleiner als 10^{-4} ist und ξ nach den Voraussetzungen der Ableitung wenigstens 2 sein muß, so können wir diese Gleichung für nicht zu kleine Dämpfungen, d. h. etwa für $\eta > 0{,}04$ umformen zu:

$$(9.8)\quad \Delta_m = \frac{\pi}{2}\,\frac{\Delta_{0g}}{\eta(\xi^3-\xi^2)}$$

und hieraus würde sich für die mittlere Dämmung ergeben:

$$(9.9)\quad D_m = D_{0g} - 10\log\frac{1}{\eta} + 10\log(\xi^3-\xi^2) - 2.$$

In Anbetracht der Unsicherheit in Meßergebnissen und Rechengrundlagen dürfte es genügen, sich die weiter vereinfachte (oberhalb $\xi = 2$ auf ± 2 db genaue) Formel

$$(9.10)\quad D_m = D_{0g} - 10\log\frac{1}{\eta} + 30\log\xi - 3$$

zu merken.

In Übereinstimmung mit den Kurven in Abb. 2 erhalten wir hiernach jenseits der Koinzidenz einen steileren Anstieg mit der Frequenz als unterhalb derselben, nämlich mit dem 30fachen statt mit dem 20fachen Logarithmus. Ferner ist diese Kurve unter Zugrundelegung eines geeigneten η-Wertes leicht den gemessenen Kurven anzupassen.

So ließ sich z. B. hieraus folgern, daß für die Glasplatte etwa der oben gewählte Dämpfungswert von $\eta = 0{,}1$ einzusetzen ist.

Wir haben nun für die Gebiete, die unterhalb oder wenigstens eine Oktave oberhalb

der Grenzfrequenz liegen, einfache Formeln gefunden. Leider läßt sich für den dazwischenliegenden Bereich kein so übersichtlicher Ausdruck angeben. Man ist hier vielmehr darauf angewiesen, die Mittelwertbildung im einzelnen Falle graphisch oder numerisch durchzuführen. Herr H. GOETZ hat sich in dankenswerter

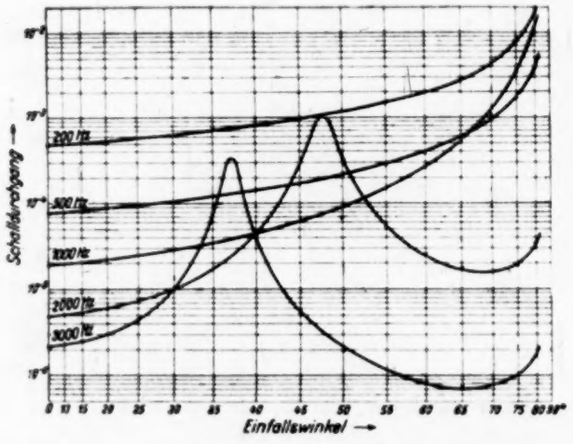


Abb. 9. Schalldurchgang durch eine 1,2 cm starke Glasplatte in Abhängigkeit vom Einfallswinkel, gerechnete Werte mit $E = E\,(1 + i\,\eta)$

Weise der großen Mühe unterzogen, diese Berechnung für die Glasplatte durchzuführen. In Abb. 9 sind die Abhängigkeiten $A\,(\vartheta)$ unter Benutzung eines logarithmischen Ordinatenmaßstabes eingetragen. In Abb. 10 sind die aus ihnen sich errechnenden statistischen Mittelwerte in Vergleich mit der gestrichelt eingetragenen gemessenen Kurve nach Abb. 2 aufgezeichnet. Dabei sind die Integrationsbereiche einmal bis 75^0 und einmal bis 80^0 erstreckt. Oberhalb der Grenzfrequenz fallen beide Mittelwerte zusammen. Bei tiefen Frequenzen liegt die 80^0-Kurve um etwa 1 db tiefer. Die größten Abweichungen zwischen beiden Kurven treten in der Nachbarschaft der Grenzfrequenz auf, weil hier die Gipfel des Komponenteneffektes und des Koinzidenzeffektes beide auf das Gebiet streifenden Einfalls fallen und daher das Ergebnis gegenüber einer Beschneidung des Integrationsbereiches in diesem Gebiet besonders empfindlich ist. Die gleiche Unsicherheit muß, wie schon erwähnt, auch bei Messungen in diesem Gebiet auftreten.

Trotz dieser Unsicherheit kann die in Abb. 10 zum Ausdruck kommende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment nur als befriedigend bezeichnet werden.

§ 10. Technische Folgerungen

Zur weiteren Klärung und Prüfung der hier gegebenen Theorie wäre vor allem die Durchführung von Dämmungsmessungen beim Auftreffen ebener Wellen unter bestimmten Einfallswinkeln auf eine Trennwand in gedämpften Räumen erwünscht.

Ebenso wäre es interessant, festzustellen, wieweit sich, wenn man den primären Raum nachhallend, den sekundären Raum dagegen gedämpft ausführt, im sekundären Raum eine bevorzugte Richtung der durchgelassenen Wellen geltend macht.

Ferner ergeben sich aus der Erkenntnis des Koinzidenzeffektes wichtige konstruktive Regeln für den praktischen Aufbau von Trennwänden. Handelt es sich dabei um das Problem der Bauakustik, eine möglichst hohe Dämmung zu erzielen, so ist es offensichtlich erwünscht, die Grenzfrequenz, in deren Nähe der tiefste Einbruch der Dämmkurve erfolgt, aus dem zu dämmenden Frequenzbereich herauszurücken.

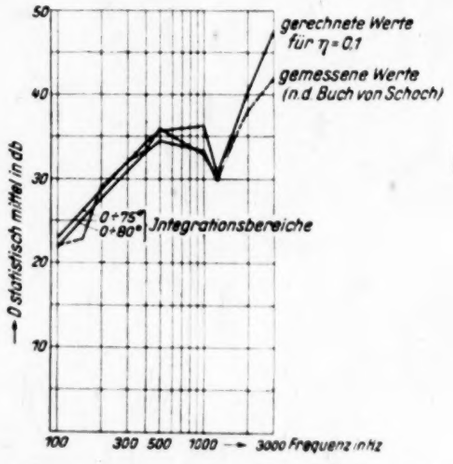


Abb. 10. Frequenzgang der statistischen Schalldämmung für eine 1,2 cm starke Glasplatte

Bei dünnen Platten von etwa 1 bis 2 cm bedeutet dies, daß man die Grenzfrequenz möglichst über diesen Bereich verlegen muß, was dadurch geschehen kann, daß man die Biegesteifigkeit der Platte gegenüber der Masse etwa durch Einsägen eines Netzwerkes von schmalen Schlitzen verringert. Bei dicken Platten muß

man umgekehrt bemüht sein, die Grenzfrequenz unter den Dämmbereich zu verschieben. Dies kann wiederum dadurch erreicht werden, daß man zur Erhöhung der Biegesteifigkeit gegenüber der Masse das Material möglichst auf die Außenseite der Wände bringt und im Innern Hohlräume läßt. Oberhalb der Grenzfrequenz ist außerdem der inneren Materialdämpfung besondere Aufmerksamkeit zuzuwenden, da es durch eine Erhöhung derselben nach Formel (9.9) möglich sein muß, die Dämmung zu verbessern.

Bei Mehrfachwänden ist es außerdem günstig, das Verhältnis von Biegesteifigkeit zur Masse für die einzelnen Wände, z. B. durch Veränderung der Dicke, verschieden zu machen, damit die Koinzidenzen nicht zusammenfallen.

Handelt es sich dagegen um das raumakustische Problem, mit Hilfe von mitschwingenden Wänden nach den Vorschlägen von E. Meyer[26]) möglichst viel Schall zu schlucken, so ist es denkbar, daß man die günstige Wirkung solcher mitschwingender Systeme namentlich auf das Gebiet mittlerer und hoher Frequenzen erweitert, indem man in diese die Grenzfrequenz legt. Da es sich dabei fast immer um sehr dünne Platten handelt, geht es hier darum, die Grenzfrequenz durch Steifigkeitserhöhung herabzusetzen. Auch hierbei kommt der Dämpfung erhöhte Bedeutung zu. Dieselbe kann dabei außer durch Körperschalldämpfung im festen Körper, auch durch Luftschalldämpfung in den angekoppelten Lufträumen, wie sie E. Meyer benutzt, herbeigeführt werden.

Zusammenfassung

In § 1 wird zunächst der komplexe Quotient aus Druckdifferenz an der Wand zur Schnelle derselben als Trennwiderstand eingeführt. Bei senkrechtem Einfall ist dieser ein reiner Trägheitswiderstand, und es ergibt sich die bekannte, einfachste Formel für die Dämmung:

(I) $$D_0 = 20 \log \frac{\omega m}{2Z} \text{ db}$$

(ω = Kreisfrequenz, m = Wandmasse Fläche, Z = Schallwellenwiderstand der Luft).

In § 2 wird diese Formel mit den bei statistischer Einfallswinkelverteilung erhaltenen Meßergebnissen verglichen. Dieselben ergeben in Übereinstimmung mit I die Masse als hauptsächlich eingehende Wandkonstante und zeigen ein Anwachsen mit der Frequenz. Die Absolutwerte der Dämmung aber sind durchweg niedriger; ferner zeigt der Frequenzgang, namentlich bei tiefen Frequenzen, einen schwächeren Anstieg.

In § 3 wird eine kurze Ableitung des asymptotischen Gesetzes von Schoch gegeben, welches besagt, daß die Wand als aus seitlich unabhängigen trägen Massen zusammengesetzt gedacht werden kann („Massenmodell"), sofern die Druckverteilung nur Eigenfunktionen enthält, deren Eigenfrequenzen sämtlich tief unter der Meßfrequenz liegen. Daraus ergibt sich vor allem, daß Form und Einspannungsart der Wand bei hohen Frequenzen bedeutungslos werden.

In § 4 wird unter Zugrundelegung des einfachen „Massenmodells" der schräge Einfall behandelt. Es zeigt sich, daß infolge des „Komponenten-Effektes", d. h. infolge der Tatsache, daß die Wandschnelle nur eine Komponente der Schnelle der durchgelassenen Welle darstellt, eine Verringerung der mittleren Dämmung um etwa 5 db zu erwarten ist:

(II) $$D_m = D_0 - 5 \text{ db}.$$

In § 5 wird schließlich auf die Arbeit von H. Reissner hingewiesen, die das Problem des Durchganges durch eine unendlich breite und endlich dicke feste Platte behandelt, indem von den Verdichtungs- und Schubwellen ausgegangen wird, die eine Schallwelle beim Auftreffen auf einen festen Körper erzeugt. Eine solche Darstellung enthält implizite, wenn auch in undurchsichtiger Weise, die Behandlung der Plattenbewegung als Biegewelle.

Im zweiten Teil wird der in der Raum- und Bauakustik bisher nicht beachtete Koinzidenzeffekt untersucht. Derselbe besteht im Auftreten eines Totaldurchganges, wenn die Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle gleich der Transversalwellengeschwindigkeit c_1

[26]) E. Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 95.

der Trennschicht ist:

$$c_1 = \frac{c}{\sin \vartheta} \tag{III}$$

(ϑ = Einfallswinkel, c = Schallgeschwindigkeit in Luft).

Wie zunächst in § 6 gezeigt wird, kann dieser Effekt auch bei gespannten Membranen auftreten.

Bei der dann in § 7 behandelten Platte wird die obige Beziehung außerdem frequenzabhängig, da die Phasengeschwindigkeit der Biegewelle mit der Wurzel aus der Frequenz wächst. Es ist somit bei genügend hoher Frequenz stets das Auftreten der Koinzidenz zu erwarten. Sie tritt frühestens unter streifendem Einfall bei einer Grenzfrequenz auf, für deren Wellenlänge in Luft, z. B. bei homogenen Platten der Dicke d und der Longitudinalwellengeschwindigkeit c_l, die einfache Beziehung gilt:

$$\frac{\lambda_g}{d} = \frac{2\,c_l}{c}. \tag{IV}$$

Nur für dünne Platten von 1 bis 2 mm Stärke liegt diese Frequenz so hoch, daß fast im ganzen Hörbereich das einfache Massenmodell Gültigkeit besitzt. Für Platten von 1 bis 2 cm Stärke fällt die Grenzfrequenz bereits in den mittleren Frequenzbereich, bei Mauerwänden sogar in den tiefen.

In § 8 wird auf eine Analogie zwischen Koinzidenz und Resonanz eingegangen. Die dortige Abhängigkeit von der Zeit geht hier in die Abhängigkeit vom Ort parallel zur Wand über, die dortige Frequenzänderung hier in die Änderung des Einfallswinkels. Von dieser Analogie wird Gebrauch gemacht bei der Berechnung des statistischen Mittelwertes der Schalldämmung.

Die Berücksichtigung des Koinzidenzeffektes in der bisherigen Form liefert im Vergleich zur Messung zu niedrige Dämmwerte. Es ist daher in § 9 noch durch Einführung eines komplexen Elastizitätsmoduls $E = E\,(1 + i\,\eta)$ die innere Dämpfung des Werkstoffes zu berücksichtigen versucht. Für hohe Dämmwerte, hohe Frequenzen und nicht zu kleine Dämpfung ergibt sich die einfache Formel für die mittlere Dämmung:

$$D_m = D_{0g} - 10 \log \frac{1}{\eta} + 30 \log \xi - 3\,. \tag{V}$$

Hierin bedeutet D_{0g} die nach I bei der Grenzfrequenz sich errechnende Dämmung und ξ das Verhältnis der jeweiligen Frequenz zur Grenzfrequenz.

Schließlich wird in § 10 auf die praktischen Folgerungen für die Raum- und Bauakustik eingegangen, die sich aus der Erkenntnis des Koinzidenzeffektes ergeben. Wie Formel V zeigt, haben neben der Masse, die bisher als die einzig ausschlaggebende Konstruktionsgröße galt, auch noch Steifigkeit und Dämpfung namentlich bei hohen Frequenzen und dicken Wänden wesentlichen Einfluß.

(Eingegangen am 27. Februar 1942.)

Die Aufzeichnung rasch veränderlicher Vorgänge mit dem Dämpfungsschreiber nach Neumann

Von M. Gosewinkel

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Wernerwerke der Siemens & Halske AG.

Mit 8 Textabbildungen

Es wurde schon wiederholt darauf hingewiesen[1])[2]), daß für viele Messungen ein schreibendes Meßgerät mit logarithmischer Skale von großem Vorteil ist. Dies gilt insbesondere für elektroakustische Messungen. Der Dämpfungsschreiber nach Neumann ist ein

[1]) E. Meyer und L. Keidel, Röhrenvoltmeter mit logarithmischer Anzeige und seine Anwendungen in der Akustik. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 37—46.

[2]) H. J. v. Braunmühl und W. Weber, Ein vielseitiges registrierendes Meß- und Steuergerät für elektroakustische Zwecke. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 223—231.

solches Gerät, das in steigendem Umfang verwendet wird. Seine Vorzüge liegen aber nicht allein in der logarithmischen Skale, sondern auch in der großen Schreibgeschwindigkeit, die es gestattet, auch ziemlich rasch verlaufende Vorgänge aufzuzeichnen. Natürlich können nicht beliebig schnelle Änderungen wiedergegeben werden, weil der Zeiger des Dämpfungsschreibers zu schnelle Bewegungen nicht ausführen kann. Im folgenden sollen Betrachtungen darüber angestellt werden, wo die Grenzen einer Aufzeichnung rasch veränderlicher Wechselspannungen mit dem Dämpfungsschreiber liegen.

Die Wirkungsweise des Dämpfungsschreibers nach Neumann, die an anderer Stelle[2])[3]) ausführlich beschrieben ist, soll hier als bekannt vorausgesetzt werden. Sie ist gänzlich verschieden von der der gebräuchlichen elektrischen Meßinstrumente. Bei diesen wird die Kraft, die den Zeiger in Bewegung setzt, meist durch die anzuzeigende Größe selbst geliefert; jedenfalls aber ist die Kraft dieser Größe proportional oder durch eine andere Gesetzmäßigkeit mit ihr verknüpft. Man denke z. B. an einen Röhrenspannungsmesser, bei dem die den Instrumentenzeiger bewegende Kraft durch einen Gleichstrom erzeugt wird, der mit der angelegten Tonfrequenzspannung in einem eindeutigen, durch die Gleichrichtercharakteristik und die Röhrenverstärkung gegebenen Zusammenhang steht. Anders beim Dämpfungsschreiber. Hier rührt die Kraft, die den Zeiger bewegt, von einem Motor her, der eine Scheibe in dauernde Umdrehung versetzt. An die Scheibe wird eine mit dem Zeiger verbundene Gabel magnetisch so lange angedrückt und von ihr mitgenommen, bis die richtige Zeigerstellung erreicht ist. Zwar ist die magnetische Kraft, die die Gabel an die Scheibe drückt, anfangs um so größer, je größer die an den Schreiber angelegte Tonfrequenzspannung ist. Da sie aber in jedem Falle hinreichend ist, die Gabel mitzunehmen, so hat die Größe der angelegten Spannung keinen Einfluß auf die Kraft, mit der der Zeiger bewegt wird, oder auf die Geschwindigkeit seiner Bewegung. Die Geschwindigkeit ist vielmehr — wenn man von einem geringen Schlupf zu Anfang und Ende der Bewegung absieht — allein durch die Umfangsgeschwindigkeit der sich drehenden Scheibe gegeben. Der Zeiger oder Schreibstift benötigt, um den ganzen Weg von der einen bis zur anderen Seite des Schreibstreifens zurückzulegen, also um Vollausschlag anzuzeigen, etwa 150 m sec, bei einem Bruchteil des Vollausschlags den entsprechenden Bruchteil von 150 m sec, also z. B. für ein Drittel des Vollausschlags 50 m sec. Beim plötzlichen Anlegen einer Wechselspannung bewegt sich der Zeiger mit gleicher Geschwindigkeit über das Wachspapier, einerlei ob er einem großen oder kleinen Endwert zustrebt (entsprechend einer großen oder kleinen angelegten Spannung). Es ist auch gleichgültig, ob die angelegte Spannung sofort den Höchstwert erreicht oder erst nach einer gewissen kurzen Zeit; die Bewegung des Zeigers des Dämpfungsschreibers wird hierdurch nicht beeinflußt. Das Entsprechende gilt natürlich auch beim Abschalten einer Spannung. Abb. 1 soll dies veranschaulichen.

Entsprechend der mit dem Dämpfungsschreiber erhaltenen Aufzeichnung ist als Abszisse die Zeit t von rechts nach links aufgetragen. Die Ordinate stellt die angelegte oder die angezeigte Spannung in einem Dezibelmaßstab mit willkürlichem 0-Punkt dar. Zur Zeit t_0 werde plötzlich eine konstante Spannung angelegt. Ihren Verlauf stellt der Kurvenzug a dar. Diesen Kurvenzug würde der Schreiber aufzeichnen, wenn er völlig trägheitslos ar-

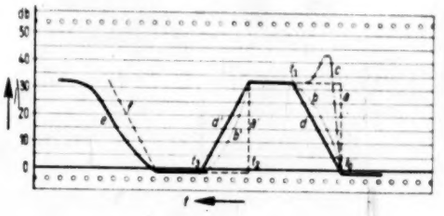


Abb. 1. Wirklicher Spannungsverlauf und Aufzeichnung mit dem Dämpfungsschreiber

[3]) Fr. O. Vogel und P. Richter. Der Dämpfungsschreiber nach Neumann und seine vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten. Veröff. Geb. Nachr.-Ws. 7 (1937), S. 647—654.

beitete[4]). In Wirklichkeit läuft er aber mit endlicher, konstanter Geschwindigkeit über das Papier und zeichnet die schräge Linie *d*. Der Stift bewegt sich so lange, bis seine Stellung der angelegten Spannung entspricht, d. h. bis *d* den waagerechten Teil des Kurvenzuges *a* schneidet (zur Zeit t_1). In der Abbildung ist der Deutlichkeit halber eine ziemlich langsame Zeigerbewegung (geringe Steilheit von *d*) angenommen. In Wirklichkeit verläuft der Anstieg — auch bei der größten Papiergeschwindigkeit — viel steiler. Genau die gleiche Zeigerbewegung und Anzeige wird erreicht, wenn die Spannung zwischen t_0 und t_1 einen anderen Verlauf nimmt, z. B. nach Kurve *b* oder Kurve *c*, vorausgesetzt, daß die dem wirklichen Spannungsverlauf entsprechende Linie stets oberhalb *d* verläuft und spätestens bei t_1 den waagerechten Teil von *a* erreicht hat. Bei einem Absinken der Spannung nach Kurve *a'* oder *b'* gilt das Entsprechende (Anzeige Kurve *d'*). Steigt die Spannung langsamer an, als der Zeiger sich bewegen kann, so wird er von der Spannung zu jeder Zeit in die richtige Lage gebracht, d. h. der Spannungsverlauf wird richtig aufgezeichnet (Kurve *e*; zum Vergleich ist mit *f* nochmals der Anstieg bei größter Zeigergeschwindigkeit eingezeichnet). Wie ein beliebig verlaufender Vorgang (Abb. 2, gestrichelte Kurve) aufgezeichnet wird (ausgezogene Kurve) dürfte nach dem Gesagten ohne weiteres verständlich sein. Von den drei Spitzen, die ungefähr gleich hoch sind (gleiche Effektivwerte), wird die erste (rechts) viel kleiner aufgezeichnet; das Auftreten der Kleinst- und Größtwerte ist zeitlich verschoben; die erste Stufe der Treppenkurve links erscheint überhaupt nicht.

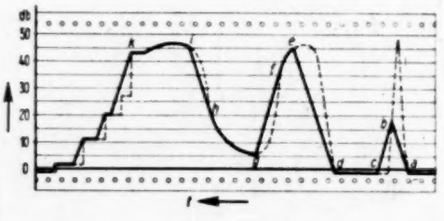


Abb. 2. Teilweise gefälschte Aufzeichnung (wirklicher Spannungsverlauf gestrichelt)

Bei einem Drehspulsystem ist die auf das Meßwerk ausgeübte Kraft beim Anlegen einer Spannung im ersten Augenblick um so größer, je höher die anzuzeigende Spannung ist. Der Zeiger erreicht infolgedessen einen großen Ausschlag in der gleichen oder fast der gleichen Zeit wie einen kleinen. Da die Spannung auch während der Zeigerbewegung auf den Zeiger einwirkt, so findet eine gewisse Integration über den Spannungsverlauf während der Zeigerbewegung statt. Das alles ist beim Dämpfungsschreiber nach NEUMANN nicht der Fall. Bei ihm ist die Steilheit des Anstiegs beim plötzlichen Anlegen einer Spannung nicht davon abhängig, ob sich der Zeiger z. B. von 0 bis 50 db oder nur von 10 bis 20 db bewegen muß. Die Strecke 10 . . . 20 db legt er demgemäß in einer $^1/_5$ so langen Zeit zurück wie die Strecke 0 . . . 50 db. Deshalb hat es auch keinen Sinn, beim Dämpfungsschreiber nach NEUMANN von einer „Einschwingzeit" zu sprechen. Hierunter versteht man die Zeit, in der beim plötzlichen Anlegen einer Spannung der Endausschlag bis auf beispielsweise $\pm$ 1,5% Abweichung erreicht wird. Diese Zeit ist aber beim Dämpfungsschreiber nicht konstant, sondern proportional dem angezeigten db-Wert. Man sollte deshalb statt „Einschwingzeit" den Begriff „größte Schreibgeschwindigkeit" oder kurz „Schreibgeschwindigkeit" benutzen. Diese beträgt etwa $\frac{5\text{ cm}}{150\text{ m sec}}$ und ist unabhängig davon, welches von den austauschbaren Potentiometern, 25, 50 oder 75 db, verwendet wird. Auf die 50-db-Skale bezogen, erhält man $\frac{50\text{ db}}{150\text{ m sec}} = 330$ db/sec, d. h. der Zeiger braucht z. B., um sich über die ganze Skale zu bewegen, 150 m sec, um einer plötzlichen Änderung von 18 db zu folgen, $\frac{18}{330}$ sec = 55 m sec. Hieraus folgt, daß nur solche Vorgänge richtig aufgezeichnet werden, deren Änderungsgeschwindigkeit stets kleiner ist als die Schreibgeschwindigkeit des Dämpfungsschreibers. Die Dauer eines Vorgangs an sich spielt dagegen

[4]) Der Schreiber zeichnet den Verlauf des Effektivwertes auf, nicht aber, wie z. B. ein Oszillograph, den Augenblickswert einer Wechselspannung.

keine Rolle. Zum Beispiel wird in Abb. 3 die Spitze I richtig wiedergegeben, obwohl sie nur 140 m sec dauert. Die Spitze II dagegen dauert doppelt so lange, wird aber wegen ihrer zu großen Änderungsgeschwindigkeit von 385 db/sec verzerrt aufgezeichnet: der Vorgang erscheint zeitlich verschoben; der Höchst-

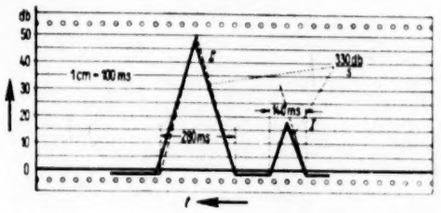


Abb. 3. Spannungsstöße verschiedener Dauer

wert wird um 4 db zu niedrig angezeigt. Die Grenze für eine richtige Anzeige hängt also nicht von der Dauer, sondern von der Steilheit eines Impulses ab.

Man könnte nun vermuten, daß die Aufzeichnung von Impulsen gleicher Form, aber verschiedener Größe mit dem gleichen Fehler erfolgt. Die Aufzeichnung solcher steilen Impulse mit dem Dämpfungsschreiber würde dann zwar keine absolut richtigen Werte liefern, aber es könnten doch Impulse gleicher Form untereinander verglichen werden. Unter Vorgängen gleicher Form wollen wir solche verstehen, bei denen alle Ordinaten der einen Kurve im gleichen Verhältnis gegenüber denen der anderen Kurve vergrößert sind, der zeitliche Verlauf im übrigen aber genau der gleiche ist. In Abb. 4 sind zwei solche Kurvenpaare

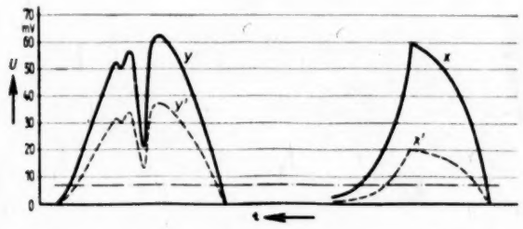


Abb. 4. Impulse „gleicher Form" in linearer Darstellung

in linearem Maßstab dargestellt. Es ist in jedem Zeitpunkt $x = p \cdot x'$ und $y = q \cdot y'$, wobei p und q Zahlenfaktoren sind. Ein- oder Ausschwingvorgänge mit gleicher Zeitkonstante ergeben z. B. solche „Kurven gleicher Form"; akustisch kann man sie erhalten, wenn man einen Knall einmal in größerer, einmal in kleinerer Entfernung vom Schallstrahler aufnimmt. Dabei ist vorausgesetzt, daß das Schallspektrum in beiden Fällen gleich ist, was allerdings bei größerer Entfernungsänderung nicht mehr zutrifft.

Trägt man derartige Kurven logarithmisch auf, so ist die „gleiche Form" dadurch gekennzeichnet, daß die Kurven kongruent und nur in Richtung der Ordinaten gegeneinander verschoben sind. Man darf sich bei dieser Aufzeichnung nicht dadurch täuschen lassen, daß der eine Vorgang scheinbar früher beginnt und später aufhört als der andere. Dies liegt daran, daß im logarithmischen Maßstab der Spannungswert Null gar nicht aufgezeichnet wird, die Aufzeichnung vielmehr erst von einem bestimmten, von Null verschiedenen Wert an beginnt. Tatsächlich wird ja dieser Wert bei

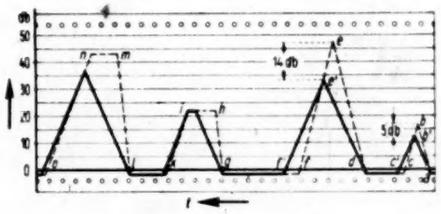


Abb. 5. Aufzeichnung von Impulsen „gleicher Form"

dem größeren Impuls zu einem früheren Zeitpunkt im Anstieg, zu einem späteren im Abfall erreicht als beim kleineren Impuls — vgl. die strichpunktierte Linie in Abb. 4. Abb. 5 zeigt hintereinander je 2 Vorgänge „gleicher Form". Es ist wieder der wahre Spannungsverlauf gestrichelt, die Aufzeichnung des Schreibers ausgezogen dargestellt. Die Impulse *a b c* und *d e f* haben den gleichen zeitlichen Verlauf, nur sind die Werte von *d e f* höher. Die vom Schreiber gezeichneten Dreiecke *a b' c'* und *d e' f'* sind einander ähnlich. Das bedeutet aber nicht, daß der Fehler der Anzeige des Höchstwertes in beiden Fällen gleich groß wäre. Dieser ist vielmehr beim kleineren Impuls 5 db ($b - b'$), beim größeren 14 db ($e - e'$). Auch *g h i k* und *l m n o* haben den gleichen zeitlichen Verlauf ($h\,i = m\,n$). Die erhaltenen Aufzeichnungen weichen aber stark voneinander ab.

Auch noch aus einem anderen Grunde kann man die Aufzeichnung von Spannungsänderungen, die rascher als mit der größten Schreibgeschwindigkeit erfolgen, nicht auswerten, nämlich wegen der dabei eintretenden Übersteuerung der Verstärkerröhren. Der Dämpfungsschreiber nach NEUMANN fängt bei etwa 10 mV angelegter Tonfrequenzspannung an zu arbeiten und kann mit dem 25-db-Potentiometer Spannungen bis etwa 0,18 V aufschreiben, mit dem 50-db-Potentiometer bis etwa 3 V, mit dem 75-db-Potentiometer bis etwa 50 V. Werden diese Spannungswerte überschritten, so werden die Röhren übersteuert. Aber das ist belanglos, weil dabei der Zeiger rechts anliegt und man sofort sieht, daß der richtige Wert nicht aufgezeichnet ist. Eine Übersteuerung der Röhren kann jedoch auch schon bei kleineren Werten auftreten, wenn der Zeiger sich nicht rasch genug auf den Endwert einstellen kann. Wenn z. B. eine Spannung von 1 V an den mit 50-db-Potentiometer ausgerüsteten Schreiber plötzlich angelegt wird, so liegt im ersten Augenblick, wenn der Schreibstift sich gerade in Bewegung setzt, die ganze Spannung am Gitter des ersten Rohres; am Gitter des zweiten Rohres liegt eine um den Verstärkungsfaktor des ersten Rohres vergrößerte Spannung, das sind rund 10 V. Dieses Rohr wird somit übersteuert; sein Gitter lädt sich auf; der Arbeitspunkt wird an einen Punkt geringerer Steilheit verlegt, und die Verstärkung wird geringer. Deswegen muß sich, damit Gleichheit der Gabelmagnetisierungsströme erzielt wird, ein größerer Abgriff am Potentiometer einstellen. Da ein großer Potentiometerabgriff einer kleinen angelegten Spannung entspricht, so wird also bei Übersteuerung die angelegte Spannung zu niedrig angezeigt. Natürlich ist dies nur so lange der Fall, bis die Ladung vom Gitter wieder abgeflossen ist. Bei kurzen Impulsen mit großer Änderungsgeschwindigkeit ist die Ladung noch nicht abgeflossen, wenn die angelegte Spannung bereits wieder absinkt, und der angezeigte Wert entspricht in keiner Weise mehr der Größe des Spannungsimpulses. Dagegen hat die Gitterladung genügend Zeit zum Abfließen, wenn plötzliche Spannungssprünge nach Abb. 1, Kurve *a* aufgezeichnet werden, oder wenn die Spannungsänderungen weniger rasch erfolgen, als die maximale Schreibgeschwindigkeit beträgt.

Allgemein ist das Merkmal, ob eine aufgezeichnete Kurve den richtigen zeitlichen Spannungsverlauf wiedergibt, die Steilheit der Aufzeichnung. Ist diese überall kleiner als die Steilheit, die bei einer plötzlich angelegten Spannung erzielt wird, so ist die Kurve als richtig anzusehen. Wird an irgendeiner Stelle die größte Steilheit erreicht, so ist es möglich, daß an dieser Stelle die Spannung anders verlief, als die Aufzeichnung angibt. Zur Erläuterung diene wieder Abb. 2: Die Kurvenstücke $a - b$, $b - c$, $d - e$, $f - g$, $h - i$, $k - l$ haben die Steilheit der größten Schreibgeschwindigkeit; hierbei ist also der wahre Spannungsverlauf nicht wiedergegeben. Dagegen stellen die Kurvenstücke $e - f$, $g - h$, $i - k$ den tatsächlichen Spannungsverlauf dar. Die Steilheit der größten Schreibgeschwindigkeit läßt sich jederzeit leicht ermitteln oder nachprüfen. Man braucht nur eine Tonfrequenzspannung plötzlich anzulegen oder abzuschalten. Abb. 6 zeigt so gewonnene Aufzeichnungen

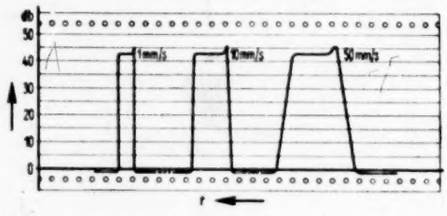


Abb. 6. Ermittlung der „größten Schreibgeschwindigkeit"

bei den 3 möglichen Papiergeschwindigkeiten, rechts mit 50 mm/sec, in der Mitte mit 10 mm/sec, links mit 1 mm/sec Papiervorschub. Abb. 6 ist eine maßstabgerechte Wiedergabe einer Originalaufzeichnung, bei der also, im Gegensatz zu den übrigen Abbildungen, der Zeitmaßstab im Verhältnis zur Spannungsaufzeichnung nicht gedehnt ist.

Es wurde schon gesagt, daß zwischen der mit dem Schreibstift verbundenen Gabel und der Antriebsscheibe ein Rutschen eintritt bei Beginn und Schluß oder bei Umkehr der Zeiger-

bewegung, wo die Massenträgheit des Zeigersystems eine sofortige Mitnahme oder Stillsetzung verhindert. Im allgemeinen ist dieser Schlupf nicht von Bedeutung.

Allerdings kann man durch Veränderung der Gitterspannung am Gleichrichterrohr (an dem von außen zugänglichen, mit Schraubenzieher verstellbaren Potentiometer V[3]) erreichen, daß bei fallender Spannung die Kraft, mit der die Gabel angezogen wird, nicht mehr groß genug ist: die Gabel rutscht, und die Schreibgeschwindigkeit bei fallender Spannung wird beträchtlich kleiner (der Arbeitspunkt wird in einen weniger stark gekrümmten Teil der Charakteristik verlegt; die Anodenstromänderung am Gleichrichterrohr und damit der Unterschied der beiden Magnetisierungsströme für die Antriebsscheibe werden zu klein). Ein so eingestellter Schreiber muß aber als nicht in Ordnung bezeichnet werden. Das Überschwingen des Zeigers, das durch eine Verstellung des Vorspannungspotentiometers nach der anderen Richtung begünstigt wird, dürfte nicht durch Reibung, sondern durch zu langsames Abfallen der Magnetisierungsströme der Antriebsscheibe, die nunmehr einen zu großen Wert haben, hervorgerufen werden[5]). — Ein Rutschen der Gabel tritt auch auf, wenn Gabel und Antriebsscheibe verölt sind. Auch in diesem Fall ist das Gerät nicht in Ordnung.

Die angestellten Betrachtungen wurden durch einige Versuche bestätigt. Zunächst wurde an einen Schreiber plötzlich eine Spannung angelegt oder abgeschaltet, oder die Spannung wurde plötzlich um einen bestimmten Betrag geändert. In der folgenden Tabelle ist in der ersten Spalte angegeben, von welchem Anfangs- bis zu welchem Endwert der Anzeige die plötzliche Spannungsänderung erfolgte. Die nächsten Spalten geben die Zeit an (und zwar für je 3 Meßwerte), wie lange sich der Zeiger zur Anzeige dieser Änderung bewegte. Diese Zeit wurde aus der Aufzeichnung mit Hilfe der Papiergeschwindigkeit berechnet. Schließlich ist die Schreibgeschwindigkeit in db/sec angegeben, und zwar der Mittelwert aus den 3 Einzelwerten. Wie man sieht, ist die Schreibgeschwindigkeit innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit unabhängig von der Größe des vom Zeiger zurückgelegten Weges. Für fallende Spannung ist sie bei diesem Schreiber etwas größer als für steigende.

Tabelle 1

Spannungsänderung	Zeit für Zeigerbewegung 1. Messung	2. Messung	3. Messung	Schreibgeschwindigkeit
	m sec	m sec	m sec	db/sec
0 . . . 47 db	135	133	135	350
0 . . . 32 db	92	95	92	344
22 . . . 48 db	74	73	73	355
47 . . . 0 db	126	124	126	375
32 . . . 0 db	87	84	86	373
48 . . . 22 db	71	75	68	365

In einem zweiten Versuch wurde die an den Schreiber angelegte Spannung mit einer größeren oder kleineren Geschwindigkeit geändert. Diese Änderung wurde so vorgenommen, daß an das Potentiometer eines weiteren Dämpfungsschreibers — im folgenden Schreiber I genannt — eine konstante Spannung gelegt und die am Abgriff abgenommene Spannung an den Eingang des zu untersuchenden Schreibers II geschaltet wurde. Nun wurde das Potentiometer des Schreibers I von Hand mehr oder weniger rasch verstellt. Man konnte dann auf dem Schreibstreifen des Schreibers I die wahre Zeit der Spannungsänderung ermitteln und mit der Aufzeichnung des Schreibers II vergleichen. Tabelle 2 zeigt die Ergebnisse.

Die auf dem Schreibstreifen des Schreibers II abgelesenen Werte liegen meist etwas niedriger als die tatsächlichen Zeiten der Spannungsänderung. Dies dürfte in erster Linie auf eine ungenaue Ablesung zurückzuführen sein, weil der Einsatz der Spannungsänderung nicht immer genau zu erkennen war. In den beiden letzten Zeilen ist die angezeigte Zeit beträchtlich größer, weil die Änderungsgeschwindigkeit die größte Schreibgeschwindigkeit übersteigt. Letztere wurde bei dem betreffenden Schreiber zu 360 db/sec ermittelt.

[5]) Das Potentiometer V ist dann richtig eingestellt, wenn bei geringstmöglichem Überschwingen die Steilheit der Aufzeichnung beim plötzlichen Anlegen und Abschalten einer Spannung gleich groß ist.

Tabelle 2

Tatsächliche Zeitdauer der Spannungsänderung (Schreiber I)	Angezeigte Zeit (Schreiber II)	Geschwindigkeit der Spannungsänderung
m sec	m sec	db/sec
875	840	43
470	430	85
435	455	110
350	350	135
235	235	175
225	210	195
167	162	263
166	168	357
126	147	427
105	146	800

Der Einfluß der Übersteuerung und Gitteraufladung wurde nachgewiesen bei der Aufzeichnung kurzer Schallimpulse, die im Oszillogramm eine zur 0-Linie unsymmetrische Wechselspannung ergaben. Die Spannungsimpulse wurden von zwei Schreibern gleichzeitig aufgezeichnet, die unter Zwischenschaltung je eines Übertragers parallel geschaltet waren. Man erhielt zunächst mit beiden Schreibern etwa die gleiche Aufzeichnung. Wurden aber an einem Schreiber die Anschlüsse vertauscht, so unterschieden sich die aufgezeichneten Maximalwerte um beispielsweise 8 db. Diese Abhängigkeit von der Polung ist leicht erklärlich; denn die Gitteraufladung ist stärker, wenn die größten Spitzen der unsymmetrischen Spannung in das Gebiet positiver Gitterspannung fallen, als im umgekehrten Fall, wenn diese Spitzen die Gitterspannung noch mehr negativ machen.

Es soll nun noch auf einige besondere Anwendungsgebiete des Dämpfungsschreibers eingegangen werden. Einmal ist die Messung des Nachhalls zu nennen. Die Nachhallzeit ist die Zeit, in der ein Schall, nachdem die Schallerregung plötzlich aussetzte, um 60 db abgesunken ist. Der abklingende Schall kann leicht mit dem Dämpfungsschreiber aufgezeichnet werden. Nach den vorstehenden Betrachtungen ist es klar, daß der Schreiber den Vorgang richtig aufzeichnet, wenn das Abklingen des Schalles langsamer erfolgt, als der größten Schreibgeschwindigkeit entspricht. Es ist also falsch, von der ermittelten Zeit die „Einschwingzeit" des Schreibers noch abzuziehen[3]). Vielmehr ergibt sich die Nachhallzeit unmittelbar aus der Strecke, um die der Schreibstreifen sich vorgeschoben hat, während der Schall um 60 db abgeklungen ist. Dies wird weiter bestätigt durch folgende Überlegung: Der Nachhallvorgang, im Idealfall durch eine fallende Gerade dargestellt (Abb. 7), kann näherungsweise ersetzt werden durch eine Treppenkurve,

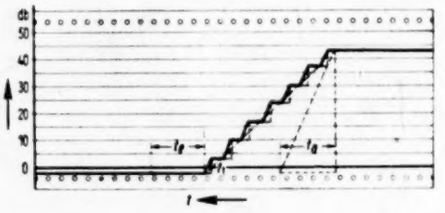


Abb. 7. Zur Aufzeichnung des Nachhalls

bei der sich die Spannung um einen kleinen Betrag sprunghaft ändert und dann eine Weile konstant bleibt, bis wieder ein Sprung folgt. Die Annäherung an den wirklichen Verlauf ist um so besser, je feiner die Treppenstufenunterteilung ist. Diese Treppenlinie zeichnet der Schreiber so auf, daß die senkrechten Linien durch solche mit einer Neigung ersetzt werden, die der größten Schreibgeschwindigkeit entspricht. An jedes dieser schrägen Linienstücke schließt sich ein waagerechtes Geradenstück an. Die Fortsetzung durch das nächste schräge Linienstück setzt genau dort ein, wo die Treppe senkrecht abfällt, und nicht etwas später. Man erreicht also auch die untere Grenze der Aufzeichnung (0 db) da, wo die ursprünglich angenommene Gerade in diese einläuft (bei t_1), und nicht bei einer um die „Einschwingzeit" t_e nach links verschobenen Stelle. Die Nachhallzeit wird also unmittelbar aus der Neigung der Nachhallgeraden bestimmt. Die kleinste noch meßbare Nachhallzeit wird erhalten, wenn die Nachhallgerade eben noch sich von der durch plötzliches Abschalten einer Spannung erhaltenen Geraden (entsprechend der Schreibgeschwindigkeit) abhebt. Da die Schreibgeschwindigkeit bei dem am häufigsten benutzten 50-db-Potentiometer etwa 330 db/sec beträgt, so ist die kleinste noch meßbare Nachhallzeit

$\frac{60\text{ db}}{360\text{ db}}$ sec = 0,18 sec, das sind rund 0,2 sec (beim 75-db-Potentiometer 0,13 sec).

Bei Lautstärkemessern ist eine fortlaufende Aufzeichnung des Meßwertes erwünscht, sobald es sich um veränderliche Lautstärken handelt. Hierfür ist der Dämpfungsschreiber nach NEUMANN das gegebene Registrierinstrument. Er muß natürlich zusammen mit dem Lautstärkemesser den Bedingungen des Deutschen Akustischen Ausschusses für DIN-Lautstärkemesser entsprechen. Nach diesen Bedingungen[6]) soll ein Impuls von 200 m sec Dauer gleich laut wie ein Dauerton gleicher Amplitude angezeigt werden. Diese Forderung erfüllt der Neumannschreiber immer (Abb. 8), einerlei, ob der Impuls einen großen (bei *a*)

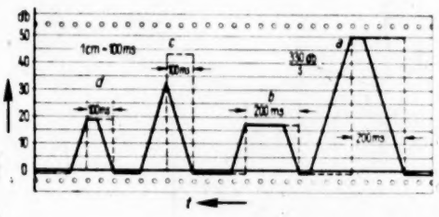


Abb. 8. Impulsanzeige bei Lautstärkemessern

oder einen kleinen Wert (bei *b*) hat. Weiter soll bei einem Impuls von 100 m sec Dauer die Anzeige um mindestens 1 db geringer sein als beim Dauerton. Nach Abb. 8 (bei *c* und *d*) ist das aber nur der Fall, wenn der Ausschlag größer als 35 db ist (bei dem praktisch in Frage kommenden 50-db-Potentiometer). Unter 33 db wird dagegen wieder der Vollausschlag erreicht, d. h. die Anzeige entspricht nicht den Bedingungen.

Nun ist allerdings die Meßunsicherheit des Dämpfungsschreibers selbst schon ± 1 db beim 50-db-Potentiometer (± 1 mm auf dem Registrierpapier[3])), so daß die geforderte Minderung von 1 db innerhalb der Meßunsicherheit liegt. Ist man mit dieser Genauigkeit zufrieden — praktisch ist sie für Lautstärkemessungen wohl stets ausreichend —, dann ist gegen eine Aufzeichnung durch einen an den Lautstärkemesser angeschlossenen Dämpfungsschreiber nichts einzuwenden.

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß der Dämpfungsschreiber nach NEUMANN solche Vorgänge im zeitlichen und im Größenverlauf richtig wiedergibt, die sich nicht schneller ändern, als die größte Schreibgeschwindigkeit des Schreibers beträgt. Ob der Verlauf richtig aufgezeichnet wurde, läßt sich jederzeit an der Steilheit der Aufzeichnung erkennen. Bei Nachhallmessungen darf die (fälschlich so genannte) „Einschwingzeit" des Schreibers nicht in Abzug gebracht werden. Für die Aufzeichnung von DIN-Lautstärken ist der Dämpfungsschreiber unter Berücksichtigung seiner Meßunsicherheit brauchbar. *(Eingegangen am 7. Januar 1942.)*

[6]) DIN-Entwurf E 5045, Akust. Z. 5 (1940), S. 305 . . . 307. Die endgültige Fassung erscheint in Kürze.

MITTEILUNGEN

Bemerkungen zur „Bauweise Oelsner"

Von G. Hofbauer

Lehrkanzel für angewandte Physik der Technischen Hochschule Wien

Ing. W. OELSNER, Kopenhagen, hat kürzlich in einer Schweizer Zeitschrift seine Gedanken über eine „Durchbildung der modernen Hauskonstruktion als mechanisch unstarres System"[1]) geäußert. Wer diesen Aufsatz erstmalig liest, dürfte an der eigentümlichen Ausdrucksweise OELSNERS zunächst Anstoß nehmen. Die von OELSNER gebrauchten Fachausdrücke erscheinen nicht nur einem Laien, sondern auch einem in schalltechnischen Dingen kundigen Leser ungewöhnlich und stellenweise irreführend. Dies fällt gleich in der Einleitung auf, in der OELSNER den Grundgedanken seiner Bauweise folgendermaßen zu erläutern sucht: „Einen spannungs- und schwingungsregulierenden Baumechanismus zur Bildung von Räumen zu schaffen, in denen die für die richtige Funktion des menschlichen Organismus und für die geeignete Anregung der Sinne notwendigen nor-

[1]) W. OELSNER, Schweiz. Bauztg. 118, Nr. 11, Sept. 1941.

malen Luftdruckverhältnisse gesichert sind. Es wird näher erläutert werden, daß, sofern der mechanische Aufbau des Gebäudes bzw. des Raumes luftdruckregulierend wirken kann, dadurch nicht allein die physiologischen Bedürfnisse befriedigt sind, sondern überhaupt das ganze bauakustische wie auch das optische Problem in größeren Räumen — beispielsweise Kinos u. dgl. — zufriedenstellend gelöst ist." Man ist überrascht, auch das optische Problem mitangeführt zu finden, wird aber im nächsten Absatz nochmals auf dieses hingewiesen mit den Worten: Durch jede „Druckänderung im Luftvolumen des geschlossenen Raumes . . . werden (nämlich im Verhältnis zur Größe und Art der Störung in der Luft) die Grundlagen für gute Schallbildung und normale physiologische Schallempfindung mehr oder weniger beeinflußt; ebenso verschiedene Komponenten im Lichtspektrum eines Tonfilmbildes. Das Luftvolumen des Raumes wirkt in solchem Falle nicht mehr als geeigneter Schwingungsträger für Schall- und Lichtwellen". Es bleibt völlig unverständlich, was mit der Bemerkung über das Lichtspektrum eines Tonfilmbildes gemeint sein könne, ebenso wie es schwer fällt zu glauben, daß Ing. Oelsner das Luftvolumen tatsächlich als Schwingungsträger sowohl für Schall- als Lichtwellen ansieht, obschon diese Behauptung eindeutig ausgesprochen ist.

Nach mehrmaligem Durchlesen bestärkt sich der Eindruck, daß Ing. Oelsner offenbar kein glücklicher Anwalt seiner Ideen ist, und man zieht das in dem Aufsatz angeführte Schrifttum[2–4]) zu Rate. Da erfährt man, daß auch andere Fachleute den gleichen Schwierigkeiten in den Oelsnerschen Arbeiten begegneten. K. W. Wagner[4]) hat sich der Mühe unterzogen, die ungewöhnliche Ausdrucksweise Oelsners in übliche schalltechnische Fachausdrücke zu „übersetzen" und so allgemeinverständlich zu machen. An Hand seiner Ausführungen mögen nun die Oelsnerschen Leitgedanken in den folgenden Sätzen festgehalten werden:

1. An Stelle der bisherigen starren Bauweise, als deren neuzeitliche Vertreter vor allem der Stahlskelettbau und der Eisenbetonbau zu nennen sind, setzt Oelsner eine nachgiebige Bauweise, bei der die einzelnen Bauteile durch weiche, verformbare Koppelungsglieder miteinander verbunden sind. Diese Koppelungsglieder werden zweckmäßig in den Kreuzungspunkten zwischen Trägern und Säulen und zwischen Wand- und Deckenplatten eingelegt (Abb. 1. u. 4). Nach dem Vorschlag Oelsners können sie mit Hilfe von Leinwand und plastischem Bitumen sehr billig ausgeführt werden, indem die Eiseneinlagen vor dem Einbringen des Betons mit bituminierten Leinwandstreifen umwickelt werden. Der abbindende sich zusammenziehende Beton soll den plastischen Leinwand-Bitumen-Überzug so stark an die Eiseneinlage pressen, daß ein außerordentlich guter und statisch vollauf genügender Haftverband zwischen Eiseneinlage und Beton zustande kommt. Auch eine Art Verankerung der Enden der plastischen Leinenstreifen im Beton wird empfohlen, um jede Möglichkeit einer statisch unzulässigen Verrückung zwischen Eiseneinlage und Beton auszuschließen (Abb. 2). Bei statisch stark beanspruchten Hochbauwerken sollen allenfalls die Überzüge an Stelle der bituminierten Leinwand aus $^1/_4$—1 mm dickem Bleiblech bestehen. Mit diesen Maßnahmen

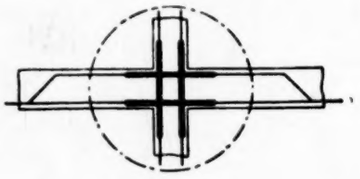


Abb. 1
Verformbares weiches Koppelungsglied

Abb. 2
Verankerung der Enden der plastischen Leinenstreifen im Beton

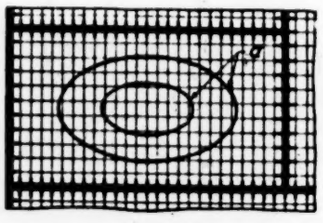


Abb 3
Zerteilte und längs besonderer Knotenlinien plastisch zusammengesetzte Platten

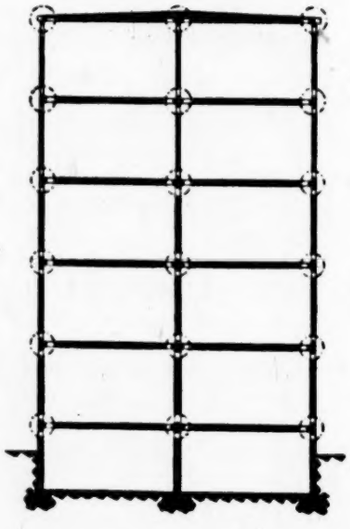


Abb. 4
Schematischer Vertikalschnitt durch ein sechsgeschossiges Gebäude. In den Kreuzungspunkten zwischen Wand- und Deckenplatten die verformbaren weichen Koppelungsglieder

[2]) W. Oelsner, Akustik System Oelsner. Selbstverl. Kopenhagen 1935.

[3]) W. Oelsner, Neue bemerkenswerte Ausführungen zur Regelung der Hörsamkeit. Bauwelt, 32. Jg., Heft 24, Juni 1941.

[4]) K. W. Wagner, W. Oelsners Arbeiten zur Lösung des bauakustischen Problems. Deutsche Bauzeitung, 75. Jg., Heft 28, Juli 1941.

bezweckt OELSNER die Unterbindung von Schwingungen, die von außen an das Bauwerk herankommen oder auch irgendwo im Inneren des Gebäudes selbst auftreten. Tiefe Eigentöne, durch Eigenschwingungen ausgedehnter Bauteile verursacht, können bei der OELSNERschen Bauweise so wenig wie durch Temperaturunterschiede, Abbinden des Betons u. dgl. hervorgerufene innere Spannungen im Bauwerk zustande kommen. Bekanntlich neigen verspannte Bauteile wegen der durch diese inneren Spannungen bewirkten besonders festen Verbindung benachbarter Bauteile mehr zu Eigenschwingungen als die gleichen Bauteile im entspannten Zustand. WAGNER veranschaulicht die Wirkung der OELSNERschen Zergliederung und plastisch verformbaren Koppelung der Bauteile durch das Bild einer Glocke, die in eine Anzahl Teile zersägt und deren Einzelteile dann mit einem zähen Kitt wieder zusammengefügt werden. Durch diese Eingriffe ist die Glocke nicht mehr fähig, als Ganzes zu schwingen. Beim Anschlagen wird nur jeweils das angeschlagene Teilstück zum Schwingen gebracht. Diese Teilschwingunen werden überdies durch den zähen Kitt stark gedämpft, so daß Schwingungsenergie in nennenswertem Maß weder auf die übrigen Teile der Glocke noch auf den Luftraum übertragen werden kann.

2. Die meisten schallschluckenden Wandbeläge, die zur Herabsetzung der Nachhalldauer größerer Räume (Kirchen, Theater, Konzertsäle, Kinos) dienen, dämpfen bekanntlich die hohen Töne stärker als die tiefen. Dieser Frequenzgang der Schallschluckung hat zur Folge, daß in Räumen, deren Umfassungswände mit solchen schallschluckenden Stoffen ausgestattet sind, Musik und Sprache unnatürlich dumpf klingt, da gerade die charakteristischen Obertöne durch die Schallschluckstoffe unverhältnismäßig geschwächt werden. Will man eine natürliche Hörsamkeit des Raumes erhalten, so muß man unter Schonung der höheren Frequenzen eher eine stärkere Dämpfung der tiefen Frequenzen erstreben. OELSNER versieht zu diesem Zweck die Raumoberflächen mit dünnen, jedoch harten und glatten Belägen, die die hohen Frequenzen möglichst verlustlos reflektieren. Um den tiefen Frequenzen dagegen Energie zu entziehen, ordnet er hinter den harten, dünnen Belägen dämpfende Schichten an, in denen vornehmlich die Anteile mit größerer Schwingungsenergie und -amplitude, das sind die tieferen Frequenzen, gedämpft werden. Als dämpfende Schicht kann auch eine Luftschicht hinter nachgiebigen Platten dienen, sofern durch entsprechende Dämpfungsmaßnahmen dafür gesorgt ist, daß die Lufthohlräume nicht Eigenschwingungen, z. B. die von E. MEYER[5]) erstmalig festgestellten und untersuchten Querschwingungen von Luftschichten in Hohlwänden ausführen.

In weiterer Durchführung des in Punkt 1 erläuterten Gedankens schlägt OELSNER vor, die Plattenbeläge selbst zu zergliedern und die Teile längs besonderer Knotenlinien plastisch zusammenzusetzen (Abb. 3). Diese Ausführung erinnert unmittelbar an den von WAGNER gebrachten Glockenvergleich. Die Befestigung an der Armierung geschieht wieder mittels plastischer Bandagen.

Allen in Punkt 1 und 2 genannten schalltechnischen Maßnahmen OELSNERS liegt der Leitgedanke zugrunde, Schwingungsenergie überall, wo sie auftritt, durch Umwandlung in plastische Formänderungsarbeit zu vernichten.

3. OELSNER vertritt ferner die Ansicht, daß nicht allein die Hörschalle, sondern auch die Infraschalle an und unterhalb der Hörgrenze auf den menschlichen Organismus und zwar vornehmlich auf das Nervensystem schädlich einwirken und gleich wie die hörbaren Schwingungen bekämpft werden müssen.

Zur Veranschaulichung der Bauweise OELSNER mögen aus der Reihe erfolgreicher schalltechnischer Arbeiten zwei besonders kennzeichnende Beispiele im folgenden angeführt werden:

a) Der große Festraum im Haus der Handwerkervereinigung in Aalborg hat die Abmessungen $11{,}75 \times 24{,}30 \times 7{,}10$ m³, das ist ein gesamtes Raumvolumen von 2025 m³. Die Stirnwand enthält die durch einen Vorhang abgeschlossene Bühne von $10{,}20 \times 7{,}30 \times 6{,}00 = 447$ m³ Rauminhalt. Die gegenüberliegende Schmalseite und ein Teil der Längswand werden von einem Balkon eingenommen, in die andere Längswand ist eine Falttür eingebaut, die sich zu einem Seitensaal von $18{,}30 \times 10{,}55 \times 4{,}70^3$ m Inhalt öffnet. Die Öffnung des Balkons gegen den Saal zu hat 11,75 — 10,60 m Länge und 1,40 m Höhe. Der Saal besitzt Parkettfußboden, die Seitenwände bestehen aus verputztem Mauerwerk. Zur Minderung des Nachhalles wählte OELSNER folgende Deckenkonstruktion. Das Balkengerüst trägt doppelte Holzverschalung mit Pappezwischenlagen. Darunter befindet sich die eigentliche Decke aus Streifen von Wellen-Eternit. Die Randstreifen sind unmittelbar an der Verschalung befestigt, die mittleren fünf Streifen unter Zwischenlage von zwei Schichten Dachpappe in 10 cm Abstand. Durch diese Maßnahme hat der Raum eine vorzügliche Hörsamkeit erhalten, die durch Nachhallmessungen E. LÜBKES voll bestätigt wurde. Abb. 5 zeigt die Nachhallkurve *a* des leeren Saales, Kurve *b* (berechnet) jene des mit 750 Personen vollbesetzten Saales. Aus der Nachhallkurve *a* wurde ferner die Schallschluckung der Eternitdecke wie folgt berechnet:

Tonhöhe (Hz):	125	500	1500	4000
Schallschluckung (%):	43	29	16	2

[5]) E. MEYER, Die Mehrfachwand als akustisch-mechanische Drosselkette. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), H. 12, S. 393—400.

Dieser sehr merkwürdige Frequenzgang der Schallschluckung — die Schallenergie der tiefen Töne wird durch die Decke fast zur Hälfte verschluckt, während die höchsten Töne mit nur 2% Verlust in den Raum zurückgeworfen werden — bedingt offenbar die gute Hörsamkeit des Raumes. Die Nachhallzeit des leeren Saales weicht im ganzen Tonbereich nur wenig ($\pm 0{,}25$ sec) von dem Mittelwert 2,65 sec ab. Lediglich die ganz tiefen Frequenzen unter 150 Hz weisen längere Nachhallzeiten auf.

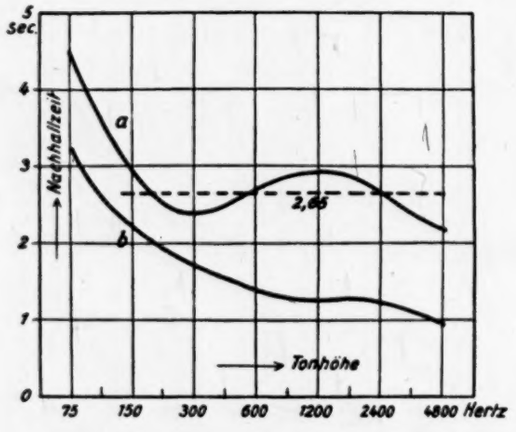


Abb. 5. Großer Festraum im Haus der Handwerkervereinigung in Aalborg. Nachhallkurve
a) des leeren Saales,
b) des vollbesetzten Saales

b) Das größte von Oelsner bisher schalltechnisch gestaltete Bauwerk ist die Grundtvigskirche in Kopenhagen. Die Innenabmessungen dieses dreischiffigen Hallenbaues sind $70 \times (5{,}5 + 10 + 5{,}5) \times 22$ m³, der Luftraum 25000 m³, das Fassungsvermögen 3000 Personen. Hinzu kommt eine Krypta von $30 \times 21 \times 5$ m³ und einem Fassungsvermögen von 1500 Personen. Die besondere Schwierigkeit der schalltechnischen Aufgabe lag in diesem Fall darin, daß die Raumgrößen und -formen bereits festlagen und daß ferner die Innenflächen nur aus unverputztem Ziegelmauerwerk bestehen und keinerlei Verkleidung oder Verzierung erhalten durften.

Um die Übertragung von Schwingungen zwischen Ober- und Unterkirche zu verhindern, ferner Eigenschwingungen in den Gebäudeteilen zu dämpfen und eine möglichst ausgiebige Dämpfung der tiefsten Luftschwingungen zu erzielen, wurden die Säulen in der Höhe des Kryptaraumes sowie die Außenmauern mit plastisch nachgiebigen Anordnungen belegt. Die schwingfähige zu geringe Masse des Chores wurde durch eine unten angehängte 50 Tonnen schwere Betonmasse, die gegen das Kryptamauerwerk nachgiebig isoliert ist, stillgelegt. Bei der Ausführung des Raumes oberhalb der Krypta wurde besonders auf die Schluckung der tiefsten Frequenzen Bedacht genommen. Zu diesem Zweck ist eine aus 6 cm dicken Betonplatten zusammengesetzte Fußbodenplatte teils auf sog. Ausgleichern (schwingfähige und schallschluckende Luftpolster aus 2 Lagen Streckmetallplatten, je 6 mm dick, 40 mm Maschenweite, mit Asphaltfilz abgedeckt) und einem Stahlgerüst, teils mit einer Zwischenschicht Asphaltfilz auf Rippen von $^1/_2$ Stein dickem Ziegelmauerwerk mit Asbestmörtel gelagert. Auf der Fußbodenplatte liegt der eigentliche Fußbodenbelag aus harten Klinkern. Die Schwingungsenergie wird teils in den unmittelbar an die Fußbodenplatte anschließenden Lufträumen und Dämmschichten, teils in besonderen Schallschluckkammern vernichtet, die mit einer Schwingplatte aus Streckmetall abgeschlossen sind. Das Streckmetall ist mit Asbestbitumen ausgespachtelt und beiderseits mit Jute und Asphaltfilz abgedeckt. Die Betonmassen über dem Kryptagewölbe, rund 460 Tonnen, bewirken, daß keine merklichen Schwingungen auf das Mauerwerk übertragen werden. Wegen weiterer technischer Einzelheiten sei auf die Originalarbeit Oelsners[3]) verwiesen. Die Nachhallzeit der Grundtvigskirche hätte in der üblichen Bauweise — ohne schalltechnische Verbesserungen — nach der Sabineschen Nachhallformel berechnet 13 sec betragen. Sie wurde im ganzen Kirchenraum einschließlich Turm tatsächlich mit durchschnittlich 4 sec festgestellt. Die Hörsamkeit ist nach dem Urteil Wagners vorzüglich. „Man kann den Redner auf der Kanzel an allen Plätzen ohne irgendwelchen störenden Nachhall deutlich verstehen. Orgel, Chor- und Sologesang sowie Instrumentalmusik klingen so gut wie in dem besten Konzertsaal."

W. Oelsner kommt bei seinen Arbeiten sein feines Einfühlungsvermögen in schalltechnische Probleme und seine praktische Erfahrung in diesem Gebiete sehr zustatten. Er wird sich demnach wohl auch die Frage nach dem Einfluß der bei seinem System zur Verwendung gelangenden dämpfenden Stoffe auf die Festigkeit und Haltbarkeit seiner Konstruktionen vorgelegt haben. Einige Bedenken, die in diesem Zusammenhang bei der Befassung mit der Bauweise Oelsner auftreten, sollen hier nicht verschwiegen werden.

Die weichen verformbaren Koppelungsglieder der Oelsnerschen Bauweise sind die statisch schwächsten Stellen der Konstruktion. Es ist nun die Frage, wie sich diese auf die Festigkeit des ganzen Bauwerkes auswirken. Besonders dürfte der Vorschlag Oelsners, die Eisenarmierung des Betons mit bituminierten Leinenstreifen zu umwickeln, in Kreisen der Betonfachleute auf Widerspruch stoßen, da zu befürchten ist, daß ein derart armierter Beton die Festigkeit des Eisenbetons nicht erreicht. Die Vermutung Oelsners, daß der abbindende Beton sich zusammenzieht und den plastischen Leinwand-Bitumen-Überzug stark an die Eiseneinlage preßt, bedarf gleichfalls einer Bestätigung durch praktische

Versuche. Hinsichtlich der Haltbarkeit drängt sich die Frage auf, ob nicht durch die Verwendung begrenzt haltbarer Stoffe wie Leinwand, Jute, Pappe, Asphaltfilz in tragenden Bauteilen, ohne die Möglichkeit, sie zu erneuern, die Haltbarkeit des Bauwerkes selbst herabgesetzt wird. Diese plastischen Stoffe unterliegen mancherlei chemischen Einflüssen und Veränderungen. Sie haben zudem die Energie der Schallschwingungen und Erschütterungen des Bauwerkes dauernd aufzunehmen und in Form von Reibungsarbeit zu vernichten. Alle diese Einflüsse können schließlich zu einem langsamen Verschleiß dieser Dämpfungsstoffe führen. Es ist bekannt, daß z. B. Teerpappeneinlagen, die zum Schutz gegen aufsteigende Feuchtigkeit in Mauerfugen eingebracht werden, infolge derartiger chemischer und allenfalls auch mechanischer Beanspruchung manchmal schon nach wenigen Jahren völlig zerstört werden. Auch außergewöhnliche Umstände dürfen nicht übersehen werden. Z. B. ist zu befürchten, daß bei einer Feuersbrunst die weichen, verformbaren Koppelungsglieder (bituminierte Leinwand, Asphaltfilz u. dgl.) besonders gefährdet sind.

Mit diesen Bedenken sollen — ebensowenig wie mit der anfänglichen Textkritik — der Bauweise Oelsner keine überflüssigen Schwierigkeiten bereitet werden. Es kann aber nur von Vorteil für diese Bauweise sein, wenn auch diese hier angeschnittenen Fragen ihre befriedigende Klärung finden. Soweit dies nicht bereits geschehen ist, werden systematische Versuche hier die nötige Klarheit schaffen müssen.

(Eingegangen am 27. Februar 1942.)

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Heinrich Dörrie, **Vektoren.** Verlag R. Oldenbourg, München-Berlin 1941. 295 S. (mit 69 Abb.). Preis 13,50 RM.

Das vorliegende Werk bringt im ersten Drittel unter der Überschrift „Theorie" eine Übersicht über die Grundbegriffe der Vektorrechnung unter Einschluß der Vektorfelder und ausführliche Ableitungen der wichtigsten Rechenregeln. Rund das zweite Drittel ist „geometrischen Anwendungen" gewidmet, d. h. mathematischen Beziehungen, die sich mit Hilfe des Vektorkalküls besonders klar und einfach darstellen lassen. Das letzte Drittel dient den physikalischen Anwendungen, wobei etwas mehr als die Hälfte den „Anwendungen auf Mechanik" der Massenpunkte und des starren Körpers gewidmet ist, während der Rest sich mit den „Anwendungen auf Elektrizität" befaßt. Dabei ist sowohl die vektorische Behandlung von Wechselstromgrößen — unter anschaulicher Anlehnung an die Kreisbewegung eines Massenpunktes — als auch, als einziges Beispiel eines Vektorfeldes, die Maxwellsche Theorie behandelt. Die Akustik findet — wie leider bei allen Vektorbüchern — keinerlei Beachtung. Aber auch sonst fehlt das mechanische Kontinuum völlig. Nur im theoretischen Teil sieht sich der Verfasser genötigt, die Divergenz an einer inkompressiblen Flüssigkeit klarzumachen.

Wer heute ein neues Buch über Vektorrechnung herausbringt, hat den Vergleich mit den vorhandenen, ausgezeichneten Darstellungen zu fürchten, die oft unter ganz anderen Titeln verborgen sind (man denke z. B. an Föppls Einleitung zur Maxwellschen Theorie!). Dem Verfasser lag augenscheinlich nicht daran, diese Standardwerke durch Erweiterung des Stoffes, etwa durch Einbezug von Tensorrechnungen oder von Problemen der modernen Physik, zu überbieten; sondern er steckte sich vielmehr das Ziel, die Fruchtbarkeit der Vektorrechnung gerade mathematisch weniger vorgebildeten Lesern deutlich zu machen. — Seinen Bemühungen, die Vektorrechnung schon in den Schulunterricht einzuführen, kann man nur vollen Erfolg wünschen, und es ist sicher, daß für derartige Zwecke ein geeignetes Buch bisher fehlte. Aber auch das vorliegende Werk erscheint trotz seiner sauberen Darstellung und seiner Bemühungen um Anschaulichkeit als eine solche Vorstufe nicht besonders geeignet. Dafür ist zu wenig auf die Behandlung schwieriger Probleme, wie etwa der Vektorfelder, die doch erst bei Beherrschung der partiellen Differentiation verständlich sind, verzichtet. Ferner ist in dieser Hinsicht das Fehlen jeglicher Übungsaufgaben und Zahlenbeispiele zu bedauern; denn eine neue Rechenweise lernt der Anfänger am besten, indem er sie am Beispiel erprobt. Schließlich erschweren es auch die vielen ausgefallenen, zum Teil wohl vom Verfasser neuerfundenen Bezeichnungen und Symbole, das Buch gerade einem Anfänger als Einführung zu empfehlen.

L. Cremer

P. Kotowski und H. Wismar, **Drahtloser Überseeverkehr** (Sammlung Physik und Technik der Gegenwart, Abteilung Fernmeldetechnik, Band IX). S. Hirzel, Leipzig 1941. XII, 243 S., 95 Abb. Preis geh. 13,— RM., gebdn. 14,50 RM.

Die Verfasser geben als Zweck ihres Buches „die zusammenhängende Darstellung eines Anwendungsgebietes der Kurzwellentechnik" an, wobei die Vorstellungen und Regeln der augenblicklichen Entwicklung dieses Gebietes gezeigt werden sollen. Das Buch ist der schriftliche Niederschlag längerer in

den Telefunkenlaboratorien durchgeführter Entwicklungsarbeiten.

In einer Reihe mehrfach unterteilter Hauptabschnitte werden folgende Themen behandelt: A. Größe und Bedeutung des drahtlosen Überseeverkehrs, B. Vergleichsgrößen des Kabelverkehrs, C. Übertragungscharakteristiken des Überseefunks, D. Langwellenverbindungen, E. Kurzwellenverbindungen, F. Der Einseitenbandbetrieb, G. Der Mehrfachempfang, H. Empfangsanlagen mit schwenkbarer Antennencharakteristik, I. Beschreibung von Anlagen des Überseefunks.

Schon die Aufzählung dieser Abschnittsüberschriften zeigt, daß das Buch mehr als nur ein Anwendungsgebiet der Kurzwellentechnik behandelt, denn allein den Fragen der Abschnitte A bis D sind 94 Seiten gewidmet. Hier wird der Leser mit politischen, wirtschaftlichen und technischen Erwägungen bekanntgemacht, die bei Einrichtungen von drahtlosen Verbindungen, auch im Vergleich zum Kabel eine Rolle spielen. Entsprechend findet man in den Abschnitten E bis I alles das behandelt, was zur reibungslosen und wirtschaftlichen Durchführung des Kurzwellenverkehrs zu klären und zu bedenken ist, sei es z. B. die Ionosphäre, die Richtantenne, Trägerbehandlung, Filtertechnik, Arten des Mehrfachempfanges, Übertragungsfehler, Schwundregelung usw.

Das Buch ist flüssig geschrieben, Rechnungen und mathematische Darstellungen sind bis auf Endformeln, deren Hinschreiben das Verstehen erleichtert, vermieden. Die Ausstattung ist gut.

Es scheint mir, daß das Buch gerade für denjenigen von Nutzen sein wird, der sich als Physiker oder Ingenieur mit Teilproblemen des behandelten Aufgabengebietes beschäftigt, dem aber die Zeit fehlt, sich mit dem gesamten Schrifttum des Gebietes zu befassen. Er findet in der Darstellung der Verf. Aufklärung und Hinweise vieler Art, die er mit Nutzen wird verwenden können. Für den entfernter stehenden Hochfrequenzphysiker bedeutet das Buch eine schöne, empfehlenswerte Zusammenfassung des Gebietes des drahtlosen Überseeverkehrs. A. Scheibe

H. H. Scott, **A General Purpose Vibration Meter.** J. acoust. Soc. Amer. **13** (1941), S. 46—50.

Die oft gestellte Forderung nach handlichen, universell anwendbaren Schwingungsmessern, bei denen Größe und Gewicht des Aufnahmeorganes der Schwingungen möglichst klein ist und die sowohl bei Beschleunigungs- wie bei Schwingwegmessungen benutzt werden können, hat in den Vereinigten Staaten auf die Entwicklung neuerer Industriegeräte eingewirkt.

Ein brauchbares Schwingungsmeßgerät, das diesen Forderungen weitgehend nachkommt, wird von H. H. Scott beschrieben. Verf. geht in der Industrieveröffentlichung auf gewisse vom Hersteller zu beachtende allgemeine Grundsätze beim Herausbringen eines neuen Gerätes näher ein. Er erläutert diese an dem auch in Amerika viel benutzten Schalldruck- und Lautstärkemesser.

Das besprochene Gerät soll eine Art Gegenstück zum akustischen Gerät sein, das ebenso universell eingesetzt werden kann. Vor allem soll es eine Vereinfachung und Verbesserung der bisherigen Schwingungsmeßmittel bringen, die leider zu einem großen Teil noch recht unvollkommen sind.

Das neue beschriebene Gerät benutzt als Schwingungsaufnahmeorgan einen Seignette-Kristallgeber mit hoher Eigenfrequenz, der beschleunigungsproportionale Spannungen liefert. Das kleine Geberelement wird an einen dem Schallpegelmesser ähnlichen Intensitätsmesser angeschlossen. Vor dem Intensitätsmesser können ein oder zwei integrierende Filter geschaltet werden, so daß außer der Beschleunigung auch die Schwingungsgeschwindigkeit und der Schwingweg gemessen werden können. Das Anzeigegerät besitzt eine halblogarithmische Skala und hat eine besondere Empfindlichkeit für langsame Bewegungen. Die Trägheit soll so groß sein, daß die Ausschläge von 2 Hz ab bei ruhendem Zeiger abgelesen werden können.

Der Verstärker besitzt einen Dynamikbereich von 140 dez. Diese relativ hohe Verstärkung ist wegen des Verlustes in den integrierenden Filtern notwendig. Bei der Wegaufzeichnung ergibt sich ein Aufnahmebereich von $40 \cdot 10^{-3}$ cm bis 73 cm, für die Geschwindigkeitsmessung entsprechend von 0,40 cm/s bis 730 cm/s. Die Beschleunigung kann von der außerordentlich niedrigen Schwelle von 0,4 cm/s² ab bis zu Werten von 9900 cm/s² (~ 10 g) gemessen werden.

Verf. gibt Frequenzkurven für den Geber wie auch für die Filterglieder an, nach denen einmal von 25 Hz aufwärts und einmal von 2 Hz aufwärts eine gradlinige $\frac{1}{\omega}$-Abhängigkeit je Filter erzeugt wird. Da das Gerät wahrscheinlich nicht für phasenmäßige Aufnahme der Schwingungen, sondern für pegelmäßige Aufzeichnungen gedacht ist, wird die Frequenzabhängigkeit der Phase nicht mitgeteilt; trotzdem hat der Verf. eine ein- bzw. zweimal integrierte Rechteckkurve wiedergegeben; leider nur bei relativ hoher Grundfrequenz (50 Hz), so daß man daraus noch keine Schlüsse über das phasenmäßige Verhalten in tieferem Frequenzbereich ziehen kann.

Günstig wirkt sich die beim integrierenden Verstärker vorgenommene Unterteilung in zwei Integrierbereiche ($n > 2$ Hz und $n > 25$ Hz) aus. Dadurch kann bei Messungen von Maschinenschwingungen, bei denen die Frequenz meist größer als 20 Hz ist, mit Integrationsstufe für $n > 25$ Hz eine bessere Verstärkung der Grundschwingungen erzielt werden. F. I. Meister

RICHARD K. COOK, **Absolute Pressure Calibration of Mikrofones.** Acoustical Soc. Bd. 12, Nr. 3 (1941), S. 415.

Zur Ergänzung der absoluten Eichung mit der RAYLEIGHscheibe (im freien Schallfeld) nach tiefen Frequenzen verwendet man die Druckkammer, das Thermophon und die elektrostatische Eichung von Kondensatormikrophonen. Im Überlappungsfrequenzbereich weicht die Thermophoneichung von der Eichung mit der RAYLEIGHscheibe bzw. der elektrostatischen ab. Eine neue Art der Eichung mit Hilfe des Reziprozitätsprinzips bestätigt die elektrostatische Eichung.

Das Vorhandensein eines direkten piezoelektrischen Effektes bei Kristallen bedingt auch das Auftreten des inversen Effektes. Diese Aussage ist ein Teil des allgemeinen Reziprozitätsprinzips für Kristalle (von W. VOIGT). Nach S. BALLANTINE kann man das Reziprozitätsprinzip ganz allgemein auf gemischte mechanisch-elektrische Systeme anwenden, also auf Kondensatormikrophone, Kolbenstrahler usw. Jeder elektro-akustische „Wandler" ist also in seinen Sendereigenschaften durch seine Mikrophoneigenschaften bestimmt.

Für ein Kondensatormikrophon ist das Reziprozitätsprinzip leicht nachzuweisen, wenn man annimmt, daß wirkender Druck p [dyn/cm²] und entstehende Ladung q [Coul] proportional sind $q = \tau \cdot p$. Eine Spannung u [10^{-7} V] erzeugt dann umgekehrt eine Volumenänderung v [cm³] $= \tau \cdot u = \tau \cdot 10^7 \; E$ [V]. τ kann auch komplex und frequenzabhängig sein. Das Reziprozitätsprinzip gilt auch dann, wenn Reibungskräfte und thermische Wirkungen auftreten. Einzige Voraussetzung ist die Proportionalität der Effekte. Diese ist z. B. bei einem unpolarisierten Kondensatormikrophon nicht erfüllt.

Unter allseitigem Druck entsteht in einem Turmalinkristall (trigonales System) ein gleichmäßig verteiltes elektrisches Moment M in der Richtung der optischen und elektrischen Achse, welches durch die piezoelektrischen Moduln für Druck in der Hauptachse bzw. senkrecht dazu d_{33} und d_{31} gegeben ist. Für eine Kreisscheibe ist die Ladung auf den Endflächen A normal zur Hauptachse:

$$Q = A \cdot M = A \; (d_{33} + 2\, d_{31})\; p \; .$$

Nach dem Reziprozitätsprinzip entsteht umgekehrt beim Anlegen einer Spannung e'_s an die Oberflächenbelege eine Volumenänderung:

$$v = 10^{-7}\, A \; (d_{33} + 2\, d_{31})\; e'_s \; .$$

Soll z. B. die Empfindlichkeit $\varrho = e_m/p$ [V cm²/dyn] eines Kondensatormikrophons bestimmt werden, so ermittelt man zunächst das Verhältnis der Spannungen e_m/e_s, indem man bei gleichem Wechseldruck die vom Turmalinkristall abgegebene Spannung $e_s = Q/C$ mißt (worin C die Kapazität der Kristallanordnung bedeutet):

$$\frac{\varrho \cdot C}{A\,(d_{33} + 2\,d_{31})} = \frac{e_m}{e_s} \; .$$

Verwendet man nun den Kristall als Schallquelle in einer Druckkammer mit dem Volumen V [cm³], so entsteht durch die kleine gegebene Volumenänderung v ein Wechseldruck $p = v \cdot \varkappa \, P_0/V$, der am Kondensatormikrophon die Spannung e'_m hervorruft:

$$e'_m = \varrho \cdot p = \varrho \cdot e'_s \cdot A\,(d_{33} + 2\,d_{31}) \cdot 10^7 \, \varkappa \, P_0/V \; .$$

($\varkappa$ ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen, P_0 der statische Gasdruck). Man erhält damit die absolute Druckeichung ϱ des Kondensatormikrophons und den piezoelektrischen Modul des Kristalls:

$$\varrho = \left[\frac{10^{-7} \cdot V}{\varkappa \, P_0 \cdot C} \left(\frac{e_m}{e_s} \cdot \frac{e'_m}{e'_s} \right) \right]^{1/2} ,$$

$$A\,(d_{33} + 2\,d_{31}) = \left[\frac{10^{-7} \cdot V\, C}{\varkappa \, P_0} \left(\frac{e_s}{e_m} \cdot \frac{e'_m}{e'_s} \right) \right]^{1/2} .$$

Hierin ist nur $\varkappa$ nicht durch direkte Messung zu ermitteln, $\varkappa$ ist jedoch mit großer Genauigkeit bekannt. Für die überlagerten pyroelektrischen und elektrokalorischen Effekte gilt das Reziprozitätsprinzip, so daß die Eichung unberührt bleibt, während ein gemischter Modul bestimmt wird, der bei hohen Frequenzen in den adiabatischen Modul übergeht. Quarz und Seignettesalz haben auf Grund ihres Kristallsystems keinen Piezoeffekt bei allseitigem Druck; ihre piezoelektrischen Moduln können daher nicht auf diese Art gemessen werden.

Nach dem Reziprozitätsprinzip kann man auch ein Kondensatormikrophon 2 mit Hilfe eines anderen Kondensatormikrophons 1 bekannter Kapazität C_1 eichen, indem man dieses nacheinander als Mikrophon und als Schallquelle verwendet:

$$\varrho_1 = \left[\frac{10^{-7} \cdot V}{\varkappa \, P_0 \, C_1} \left(\frac{e_1}{e_2} \cdot \frac{e'_2}{e'_1} \right) \right] ,$$

$$\varrho_2 = \left[\frac{10^{-7} \cdot V}{\varkappa \, P_0 \, C_1} \left(\frac{e_2}{e_1} \cdot \frac{e'_2}{e'_1} \right) \right] .$$

Ein System aus zwei Wandlern in einer Druckkammer ist reversibel, d. h. es genügt dem Reziprozitätsprinzip, wenn das Verhältnis der Ein- und Ausgangsspannung e_1/e'_2 sich beim Vertauschen von Wandler 1 und Wandler 2 in e_2/e'_1 verwandelt, wobei

$$\frac{C_2}{C_1} = \left(\frac{e_1}{e'_2} \right) \cdot \left(\frac{e'_1}{e_2} \right) .$$

Gilt diese Gleichung für jedes Paar der Wandler, wenn man noch einen dritten Wandler hinzunimmt, dann wird aus der notwendigen Bedingung eine hinreichende. Für ein Turmalinmikrophon (Kreisscheibe 38 $\varnothing \times 3$) und zwei Kondensatormikrophone wurde durch experimentelle Prüfung dieser Bedingung bestätigt, daß sie reversibel waren; damit ist auch die Gleichheit von direktem und inversem Piezoeffekt bewiesen. Unterhalb 1000 Hz

ergaben sich keine Abweichungen zwischen Luft, Wasserstoff und Helium. Unabhängig von der Kristalldicke war

$$(d_{33} + 2d_{31}) = 2{,}22 \cdot 10^{-17}\ [\text{Coul/dyn}].$$

Bei der Eichung eines Goldfolien-Thermophons in Luft, Wasserstoff und Helium ergaben sich Abweichungen, sowohl untereinander als auch gegen die Reziprokeichung, dabei wurde die Rechnung nach BALLANTINE zugrunde gelegt. Die Eichung des Kondensatormikrophons stimmt mit Druckkammereichungen in allen drei Gasen überein, desgleichen mit einer Eichung im Resonanzrohr, wobei die Schnelle am Ende mit Hilfe von Rauchteilchen gemessen wurde. KONRAD TAMM

O. TIBY und A. BARONE, **Note e rilievi sulla frequenza del LA_3.** Pubblicazione del Ministero della cultura popolare. Juli 1941.

F. VECCHIACCHI und A. BARONE, **Metodo di misura rapida e precisa delle frequenze.** Rendiconti della R. Accademia d'Italia. Fasc. 7, Serie 7, Vol. II, 1940.

Auf der Tagung der International Standard Association im Mai 1939 in London wurde den beteiligten Nationen die internationale Festsetzung des Stimmtones auf 440 Hz vorgeschlagen. Einige mit dem Stimmton zusammenhängende Fragen sollten in den einzelnen Ländern untersucht und die Ergebnisse in einer späteren Zusammenkunft mitgeteilt werden. In der vorliegenden Veröffentlichung wird über die Untersuchungen berichtet, die in Italien auf Veranlassung des Ministeriums für Volkskultur im Istituto Nazionale di Elettroacustica durchgeführt wurden.

Folgende Hauptfrage war zu beantworten: Wie muß ein Orchester zu Beginn der Aufführung stimmen, damit der Stimmton während der Aufführung von jedem Instrument möglichst genau eingehalten wird? Hierzu wurde das Verhalten verschiedener Instrumente während der Aufführung von Opern und Orchesterwerken systematisch untersucht. VECCHIACCHI und BARONE beschreiben die hierbei benutzte Apparatur, deren Schema in Abb. 1 wiedergegeben ist. Sie gestattet die automatische Registrierung der Frequenz des Stimmtones während einer musikalischen Darbietung. Die Wirkungsweise ist kurz folgende: Das Bandfilter blendet aus dem empfangenen Frequenzgemisch einen Bereich um den Stimmton aus. Um die Empfindlichkeit der Anzeige zu steigern, wird die empfangene Frequenz vervielfacht: die siebente Harmonische wird über ein Bandfilter, dessen Durchlaßbereich zwischen 3000 und 3150 Hz liegt, einer Mischstufe zugeführt und hier einer Spannung der festen Frequenz 2800 Hz überlagert. Wenn die Eingangsfrequenz, d. h. die Frequenz des Stimmtones, zwischen 432 und 446 Hz schwankt, erhält man so am Anodenkreis der Mischstufe eine Differenzspannung, deren Frequenz zwischen 224 und 322 Hz variiert. Mit dieser Frequenz wird ein Multivibrator synchronisiert, der in Abwesenheit eines Signals konstant auf 220 Hz schwingt. Solange hat also die Ausgangsgleichspannung des Frequenzmessers einen konstanten 220 Hz entsprechenden Wert. Durch Kom-

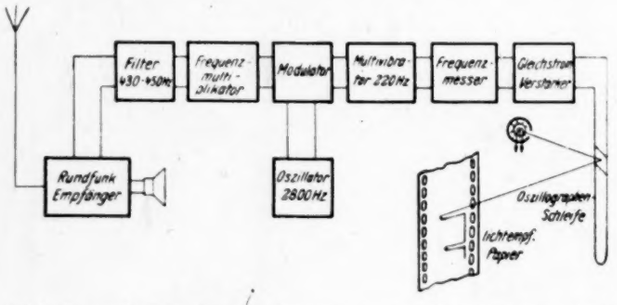


Abb. 1. Schema der Apparatur zur automatischen Aufzeichnung der Stimmtonfrequenz

pensation dieser Gleichspannung erreicht man, daß der Ausschlag der über einen Tiefpaß und Gleichstromverstärker angeschlossenen Oszillographenschleife Null für jede außerhalb des Meßbereiches liegende Frequenz ist. Die Einstelldauer der Apparatur beträgt 0,1 sec, was für alle praktisch vorkommenden Fälle ausreicht.

Mit dieser Apparatur wurde die Frequenz des Stimmtones zahlreicher Instrumente sowohl beim Solospiel als auch bei Aufführungen einiger bekannter italienischer Orchester registriert. Zahlreiche Meßbeispiele werden mitgeteilt. Die verschiedenen Ursachen für die Frequenzabweichungen

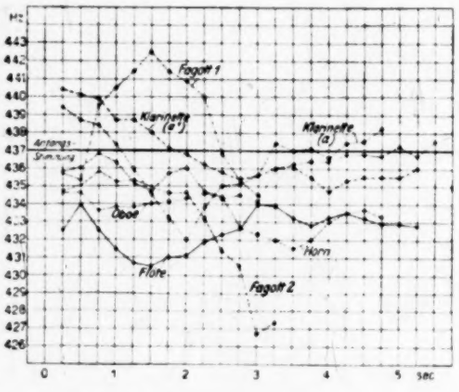


Abb. 2. Willkürliche Veränderung der Frequenz des Stimmtones bei einigen Blasinstrumenten

werden diskutiert. Hierbei wird allgemein unterschieden zwischen solchen, die dem Willen und der Geschicklichkeit des Musikers unterliegen, z. B. bei Blasinstrumenten Lippenhaltung am Mundstück, bei Saiteninstrumenten Verschiebung des Fingers auf der Saite, und solchen, auf die der Spieler keinen Einfluß hat, z. B. die Temperatur, die Art der

Stimmung der Instrumente und schließlich auch der Charakter des Musikstückes.

Abb. 2 ist das Ergebnis eines Versuches mit einigen Blasinstrumenten, bei dem die Spieler aufgefordert wurden, die Tonhöhe des ursprünglich auf 437 Hz gestimmten Instrumentes nur durch die Lippenhaltung willkürlich so viel als möglich zu verändern.

Im Anschluß an theoretische Überlegungen wird der Temperatureinfluß auf die Tonhöhe der Blasinstrumente ausführlich erörtert. Die Verfasser kommen zu dem Schluß, daß unter normalen Bedingungen (geschlossener Konzertsaal) die Tonhöhenänderung infolge Temperaturschwankungen so gering ist, daß sie vom Spieler durch die oben erwähnten Kunstgriffe leicht kompensiert werden kann.

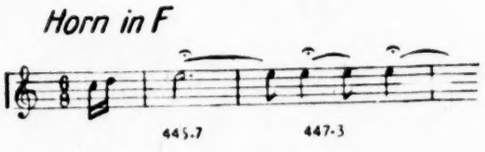


Abb. 3. Meßbeispiel (aus Siegfried von R. Wagner)

Als Meßbeispiel ist in Abb. 3 die Registrierung der Kammertonfrequenz eines Hornes während einer Siegfriedaufführung wiedergegeben; sie gibt gleichzeitig eine Vorstellung von dem Umfang einer unwillkürlichen, vom Musiker nicht kontrollierbaren Tonhöhenschwankung. Es sei hier erwähnt, daß auch das Ansteigen der Tonhöhe mit der Steigerung des musikalischen Ausdrucks, z. B. beim Fortissimo, eine erfahrenen Musikern wohlbekannte Erscheinung, durch verschiedene Messungen bestätigt werden konnte.

Aus allen Messungen geht hervor, daß die Höhe des Stimmtones während musikalischer Darbietungen niemals konstant bleibt. Die verschiedenen Ursachen für diese Erscheinung bewirken nun im allgemeinen eher ein Ansteigen als ein Absinken der Frequenz gegenüber der Anfangsstimmung; dies ist nach Ansicht der Verfasser vielleicht der Grund für das seit Jahrhunderten beobachtete Ansteigen der Frequenz des Kammertones.

Im Anschluß an diesen ausführlichen Untersuchungsbericht werden einige Vorschläge zur internationalen Einführung des Stimmtones gemacht, deren wichtigste etwa lauten:

Internationale Festsetzung des Stimmtones auf 440 Hz;

zulässige Toleranz während der Darbietung ± 2 Hz (seit 1936 in Italien Gesetz);

Einführung von Stimmtongebern im unteren Bereich dieser Toleranz, d. h. mit einer Frequenz zwischen 438 und 440 Hz (ein zu diesem Zweck konstruierter Stimmgabelsummer wird beschrieben, dessen Frequenz auf ± 0,25 Hz konstant ist);

staatliche Überwachung der Einhaltung der vorgeschriebenen Tonhöhe mittels Stichproben bei Rundfunkübertragungen öffentlicher Konzerte.

H. F. Gerdien

R. Berg und J. Holtsmark, **Die Verbesserung der Hörsamkeit durch Schallspiegel.** D. K. N. V. S. Forhandlinger, Bd. XIII, Nr. 16.

Die Verfasser berichten über Versuche, die Hörsamkeit eines akustisch schlechten Raumes, in diesem Fall des großen Hörsaales der Technischen Hochschule Trondheim, durch Anbringung von Reflektoren zu verbessern.

Abb. 1 zeigt den Längsschnitt durch den Raum, Abb. 2 den Grundriß mit eingezeichneten Linien gleicher Silbenverständlichkeit ohne Reflektoren. Die Nachhallzeit betrug etwa 2 sec. Alle Angaben beziehen sich auf den leeren Raum. Der benutzte gekrümmte Spiegel war 2,4 m hoch und 3,6 m breit. Er war aus schmalen Streifen aus harten Holzfaserplatten, deren Krümmung eingestellt werden konnte, so zusammengesetzt, daß eine angenäherte Kugelfläche entstand. Mit Hilfe von kleinen an den reflektierenden Flächen angebrachten Glasspiegeln konnte der Strahlengang optisch ermittelt werden. Dabei wurde die Krümmung in einigen Fällen so eingestellt, daß die von einem Punkt (Redner) ausgehenden Strahlen nicht in einen Punkt vereinigt, sondern über eine Linie oder eine Fläche verteilt wurden. Die Anordnung der Versuche und ihre Er-

gebnisse sind in den Abb. 3 bis 8 dargestellt. Es zeigt sich, daß

1. eine allzu scharfe Fokussierung nicht günstig ist (Abb. 3 und 4);
2. ein Hohlspiegel hinter dem Redner keine wesentliche Verbesserung bringt (Abb. 5 und 7).

Sehr günstig wirken dagegen kleine Spiegel in den Ecken neben dem Redner (Abb. 8). Auch ein ebener über dem Redner schräg angebrachter Reflektor bewirkte eine Verbesserung der Silbenverständlichkeit im ganzen Raum. H. F. Gerdien

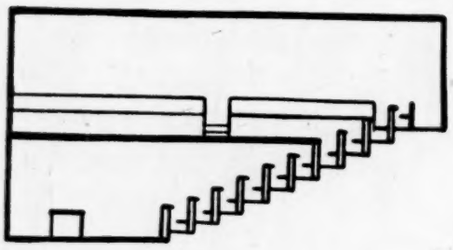


Abb. 1. Längsschnitt durch den Raum

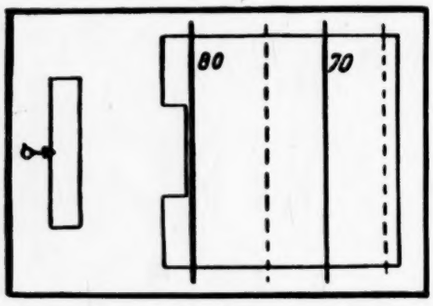


Abb. 2. Verständlichkeitskurven ohne Spiegel

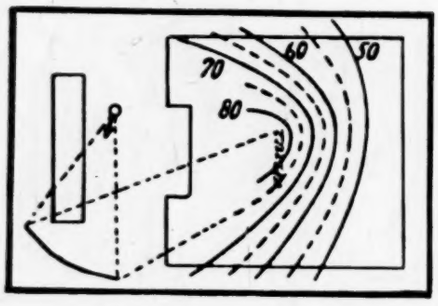


Abb. 3

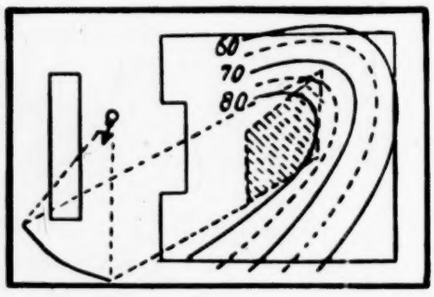


Abb. 4

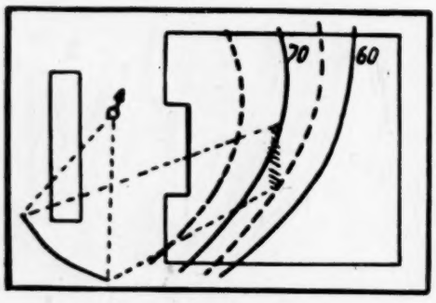


Abb. 5

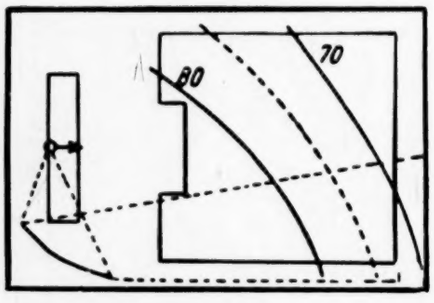


Abb. 6

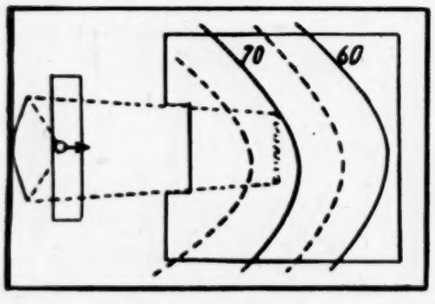


Abb. 7

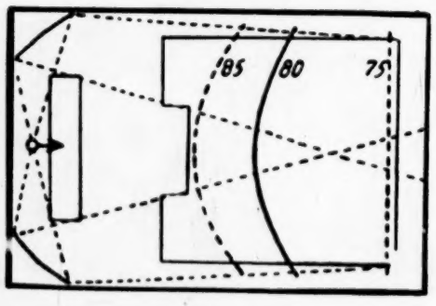


Abb. 8

Abb. 3—8. Kurven gleicher Silbenverständlichkeit im Hörsaal bei verschieden angeordneten Hohlspiegeln. Fokusbereich schraffiert

Akustisches Schrifttum des Jahres 1940

Bearbeitet von K. Patermann

Nachtrag von Aufsätzen aus dem Jahre 1940

1. Allgemeines und Gesamtdarstellungen

Sound. E. G. Richardson. Rep. Phys. Soc. **7** (1940), S. 1—26.

Neusinger, Hanns. Experimentelle Untersuchung eines quasiharmonischen Schwingers. Dissertation Berlin TH 1940. 26 S.

Winkelnkemper, Heinrich. Theoretische Untersuchung über schwingungsfreie Frequenzregelung. Dissertation Berlin TH 1940. 42 S.

2. Physikalische Akustik

An automatic electrically-driven tuning fork. S. Baglione & A. Manfredi. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **11** (1940), Nr. 7/8, S. 526—528.

Some experiments on forced vibrations of varying period. K. Sezawa & W. Watanabe. Rep. Aeron. Res. Inst. Tokyo 1940, Nr. 195, S. 215—227.

Propagation du son dans les systèmes dispersés. S. Rytov, V. Vladimirski & M. Galanin. J. exp. theoret. Physik (russ.) **8** (1938), Nr. 5, S. 621.

The acoustic wind method applied for plotting resonance curves for a Helmholz resonator. E. Kucher & K. Teodorchik. J. techn. Physics (russ.) **9** (1939), Nr. 15, S. 1413.

On the natural frequencies of vibrating systems. R. V. Southwell. Proc. roy. Soc., Lond. A **174** (1940), Nr. 959, S. 433—457.

On some particular relations between the frequency characteristics and the transient functions. H. A. Kharkevich. J. techn. Physics (russ.) **9** (1939), Nr. 11, S. 1008—1013.

Analysis of varying sound. Katumi Imahori. Nature, Lond. **144** (1939), Nr. 3651, S. 708.

The damping of sound in tubes with absorbing walls. A. Belov. J. techn. Physics (russ.) **8** (1938), Nr. 8, S. 752—755.

A quantitative study of combination tones. E. G. Wever, C. W. Bray & M. Lawrence. J. exp. Psychology **27** (1940), S. 469—496.

Sur la propagation du son dans l'atmosphère et le temps de parcours de l'onde sonore. S. Tchibisoff. Bull. Acad. Sci. URSS, Ser. Geogr. et Geoph. 1940. Nr. 1, S. 33—118, Nr. 2, S. 207—222, 475—520.

Über Entgasung von Leichtmetallegierungen durch Schallschwingungen. Wilhelm Esmarch, Theodor Rummel u. Karl Beuther. Wiss. Veröff. Siemens-Werken 1940, S. 78—87.

Über den Einfluß des mittleren Schalldämpfungsbeiwerts auf die Lautstärke. L. D. Rosenberg. J. techn. Phys. (russ.) **10** (1940), S. 1634—1638.

Erforschung des Supra-Omparethischen Gebiets in Gurien mittels der seismischen Methode. G. Twaltvadze. Mitt. Georg. Abt. Akad. Wiss. USSR **1** (1940), S. 589 bis 591.

Visible sound waves. A. Blackie. Nature, London **145** (1940), S. 369.

Über den schrägen Schall-Auffall bei Resonanz-Schallschluckern. K. Vital. J. techn. Phys. (russ.) **10** (1940), S. 980—987.

Sul modo di attuare il metodo a interruzioni ritmiche nelle studio della riverberazione acustica. A. Sellerio. Nuovo Cimento (N. S.) **17** (1940), S. 109—127.

L'auscultation des mécanismes. Louis Demure. Mécanique **24** (1940), S. 65—67, 80.

Measuring spectra of the „turbulent sound" of revolving cylindrical bars, plate and model of airsrew. E. A. Nepomnjaschij. J. techn. Phys. (russ.) **10** (1940) S. 1800—1810.

Proprietà dei campi acustici. G. Sacerdote. Comm. Pontif. Acad. Sci. **4** (1940), S. 171—190.

Zur „inneren" Dämpfung von Schwingungen in Werkstoffen. Helmut Rötger. Glastechn. Ber. **18** (1940), Nr. 12, S. 362—363.

3. Siebketten

New double-crystal band-pass filters. W. A. Flint, Electronics & Television, Lond. **13** (1940), Nr. 154. S. 552—554.

Ein Bandfilter mit sehr steilem Dämpfungsanstieg an einer Flanke. H. Rupp. Elektr. Nachr.-Techn. **17** (1940), Nr. 12, S. 275—280.

Analytische Untersuchung der Probleme der elektrischen Leitungen und Filter. D. Castelluccio. Rend. Ist. Lomb. **73** (1939/40), S. 175—226.

Funzioni di trasmissione di quadripoli di pure reattanze inseriti tra due resistenze. G. Cocci. Alta Frequ. **7** (1938) Nr. 12, S. 804—843.

Sul calcolo delle matrici applicato a quadripoli lineari semplificati e generalizzati. Andrea Ferrari-Toniolo. Rend. Matematica Nov. 1940, Serie V, Nr. 4, S. 298. Sonderdruck der IENGF Nr. 102.

New voice-frequency electrical delay work. H. M. Thomseon. Bell Labor. Rec. **19** (1940), Nr. 1, S. 15—18.

Haase, Kurt Harald. Graphische Verfahren zur Eigenschaftskonstruktion elektrischer Wellenfilter. Dissertation München 1939. 87 S.

4. Meßtechnik

Analysis of varying sounds, a new photographic method with applications to typical examples. K. Imahori. J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., Ser. II. Physics **3** (1940), S. 57—90.

La misura della frequenza della nota d'accordo durante le esecuzioni musicali. A. Barone. Ric. Sci. progr. tecn. econom. naz. **11** (1940), S. 961—972.

A high voltage cathode-ray oscillograph. A. C. Hall & J. M. Coombs. Rev. sci. Instrum. **11** (1940), Nr. 10, S. 314—320.

Absolute measurement of sound without a primary standard. W. R. MacLean. J. acoust. Soc. Amer. **12** (1940), S. 140—146.

A method of measuring the total output of speakers. D. B. Green. Proc. Indiana Acad. Sci. **48** (1939), S. 177—182.

Measurements of the noise from aerofoils and streamline wires. W. F. Hilton. Phil. Mag. (7) **30** (1940), Nr. 200, S. 237—246.

Perfectionnement apportés aux dispositifs de balayage des oscillographes à rayons cathodiques pour l'étude des phénomènes électriques périodiques. R. Legros. Rev. gén. Electr. **46** (1939), Nr. 10, S. 309—318.

La valeur des mesures de bruit. Paul Baron. Electricité **24** (1940), S. 77—82, 117—120.

Instruments and methods of measuring radio noise. C. V. Aggers, Dudley E. Foster & C. S. Young. Electr. Engng. **59**, Transact. Nr. 3, S. 178—187.

Support for the exploring tone method of measuring au[illegible]harmonics. Don Lewis. Psychological Rev. **47** (1940), S. 169—183.

Harmans, Jan. Messung von Schallschluckstoffen und deren Verwendung zur Dämpfung von Rohren. Dissertation Dresden TH 1940.

Koch, Hans-Erich. Brücke zur Messung der Eigenfrequenzen von Ultraschallquarzen. Dissertation Hannover 1940. 21 S.

5. Raum- und Bauakustik

Optical reflection factors of acoustic materials. Parry Moon. J. opt. Soc. Amer. **31** (1940), Nr. 4, S. 317 bis 324.

Reducing noises in enclosed spaces. Nature, Lond. **146** (1940), S. 714.

On the theory of acoustic feedback in sound reinforcing systems. Suharevsky. C. R. URSS **26** (1940), Nr. 5, S. 430—435.

Rubber for vibration damping. Canad. Chem. Process Ind. **24** (1940), S. 607—608.

Falsche Vorstellungen vom Schallschutz. Müller. Baumarkt 1940, Nr. 36, S. 518—519, Nr. 37, S. 534.

Schalldämmende Wände. Rettinger. Engng. News Rec. **124** (1940), Nr. 21, S. 59—61.

Effective values of reverberation. A. Kostzov. J. techn. Phys. (russ.) **9** (1939), Nr. 10, S. 919—929.

Reverberation. Akira Hirayama. Mem. Fac. Engng., Kyushu Imp. Univ. **9** (1940), Nr. 1, S. 1—62.

Sound diffraction and absorption by a strip of absorbing material. John R. Pellam. J. acoust Soc. Amer. **12** (1940), Nr. 1, S. 206.

Synthetic reverberation. Peter C. Goldmark & Paul S. Hendricks. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 635—649.

6. Schallübertragung und Rundfunk

Verbesserung der Fernübertragung. O. Nystog. Elektrotekn. T., Oslo **53** (1940), Nr. 33, S. 375—378.

La sensibilità des radioricevitori e i metodi per la sua determinazione. R. Koch. Alta Frequ. **9** (1940), Nr. 11, S. 644—684.

Effect of non-linear distortion in multi-channel amplifiers. B. B. Jacobsen. Electr. Commun. **19** (1940), S. 29—54.

A wide-band amplifier with maximum gain. Electronics & Television, Lond. **13** (1940), Nr. 163, S. 491, 522, 523.

Program-operated level-governing amplifier. W. L. Black & N. C. Norman. Proc. Inst. Radio Engrs. **28** (1940), Nr. 11, S. 528.

Signal-to-noise relations in high-transconductance tubes. J. R. Nelson. Proc. Inst. Radio Engrs., **28** (1940), Nr. 11, S. 532.

Some notes on end-corrections. L. C. Tyte. Phil. Mag. **30** (1940), S. 173—184.

Beiträge zur Berechnung des Verhältnisses von Signalspannung zu Rauschspannung am Ausgang von Empfängern. Kurt Fränz. Elektr. Nachr.-Techn. **17** (1940), Nr. 10, S. 215—230.

7. Schallübertragung auf Leitungen

Comunicezioni telefoniche in locali rumorosicon microfoni. M. Frederici. Elettrotecnica **27** (1940), Nr. 16, S. 384—393.

8. Mikrophone

The unidirectional microphone: theory and design of the 77 B. H. F. Olson. Broadcast News Mai 1939.

Entwurf und Prüfung von Kondensatormikrophonen. E. Paolini. R. Ist. Elettrotecn. e delle Commun. della Marina. Veröff. Nr. 145, 34 S.

On the design of a unidirectional microphone V. Joffe. J. techn. Phys. (russ.) **9** (1939), Nr. 13, S. 1213—1217.

Akustisch-elektrochemische Erscheinungen. V. Charakteristik der Schallaufnahme durch Platinelektroden und mit Quecksilber bedeckte Kollodiummembranen. L. W. Nikitin. J. Chim. gén. (russ.) (72) **10** (1940), S. 636—640.

Akustisch-elektrochemische Erscheinungen. IV. Charakteristik der Schallaufnahme durch halbdurchlässige Membranen. L. W. Nikitin. J. Chim. gén. (russ.) (72) **10** (1940), S. 102—111.

9. Membranen und Platten

The vibration and sound of a revolving thin plate. Acoustical model of airscrew flutter. Juichi Obata, Yahei Yosida & Yasuo Makita. Proc. Imp. Acad. [Tokyo] **16** (1940), Nr. 9, S. 455—460.

Vibration modes of Rochelle-salt plate with any orientation. N. Takagi. Elektrotechn. J., Tokyo **4** (1940), Nr. 10, S. 232—233.

11. Lautsprecher und Übertragungsanalgen

Der Anschluß mehrerer Lautsprecher an den Empfänger. M. Wünsch. Funk 1940, Nr. 7, S. 102—105.

12. Tonfilmtechnik

A system for reduction of 120-cycle modulation from a—c operated exciter lamps. J. R. Cooney. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **35** (1940), S. 411—412.

Current practices in blooping sound film. W. M. H. Offenhauser jr. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **35** (1940), Nr. 2, S. 165—171.

Commercial motion picture production with 16 mm equipment. J. A. Maurer. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **35** (1940), Nr. 5, S. 437—465.

The importance of cooperation between story construction and sound to achieve a new personality in pictures. L. S. Ryder, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **34** (1940), Nr. 1, S. 96—102.

Electrical power and sound problems in the motion-picture industry. O. L. Dupy. Proc. Inst. Radio Engrs., Lond. **27** (1940), Nr. 9, S. 426.

Types of sound-on-film recordings. Adolph Goodman. Int. Projectionist **15** (1940), S. 7.

10 Jahre Tonfilm. Cinema **1940**, Nr. **108**.

The low-down on stereophonic sound systems. Intern. Projectionist **15** (Mai **1940**) S. **21**.

Filtering factors of the magnetic drive. R. O. Drive & E. W. Kellog. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **35** (**1940**), Nr. **2**, S. **138—164**.

Die Tonaufzeichnung der Zukunft. Der Film **25** (**1940**), Nr. **34**, S. **24**.

Die Qualitätsbewertung von Tonschriften. Filmtechn. Rdsch. d. Filmkurier **31**. **12**. **1940**.

Robbe, Friedrich G. Die Einheitlichkeit von Bild und Klang im Tonfilm. Untersuchung über das Zusammenwirken der verschiedenen Sinnesorgane und seine Bedeutung für die tonfilmische Gestaltung. Dissertation Hamburg **1940**. 107 S.

13. Magnetton-Technik

Registrationi sonore di lunga duranta su dischi a riproduzione immediata. T. Gittardi. Radio e Televisione **5** (**1940**), Nr. **3**, S. **94—98**.

Magnetic recording and some of its applications in the broadcast field. S. J. Begun. Proc. Inst. Radio Engrs. **28** (**1940**) Nr. **11**, S. **528**.

14. Schallplattentechnik

Der Fehler bei der Lichtbandbreitenmessung an Schallplatten. Richard Bierl. Wiss. Abh. phys.-techn. Reichsanst. **24** (**1940**), Nr. **3**, S. **201—203**.

Schulz-Köhn, Dietrich. Die Schallplatte auf dem Weltmarkt. Dissertation Königsberg **1940**. **224** S.

Guttwein, Gunter. Über die linearen und nichtlinearen Verzerrungen beim Schallplattenverfahren. Dissertation Berlin **1940**. Abdruck in Akust. Z. **5** (**1940**), Nr. **6**, S. **330—349**.

15. Akustik in der Wehrtechnik

Problems of the singing propeller. W. Kerr, J. F. Shannon & R. Nietsnold. Instn. mechan. Engr. J., Proc., Lond. **144** (**1940**), S. **54—90**.

Acoustical studies on the flutter of an airscrew (Experiments with actual airscrew). J. Obata, Y. Matumura, R. Kanayam & Y. Yosida. Rep. aeron. Res. Inst. Tokio **15** (**1940**), Nr. **16**, S. **556—590**.

On the theory of propagation of detonation in gaseous systems. J. Zeldovich. J. exp. theoret. Physik (russ.) **10** (**1940**), Nr. **5**, S. **542—568**.

16. Echolote (Wasserschall)

Developments of meteorological sounding by radio waves. A.W. Friend. J. aeron. Sci. **7** (Juni **1940**), S. **347—350**.

17. Lärm- und Erschütterungsabwehr

Der Entwicklungsstand der Auspuffschalldämpfer. H. Martin, U. Schmidt & W. Willms. Motortechn. Z. **2** (**1940**), S. **377—384**, **3** (**1941**), S. **11—16**.

Tauch- und Stampfbewegungen von Schiffen und deren Widerstand im Seegange. F. Horn. Schiffbau **41** (**1940**), Nr. **22**, S. **300—308**.

Über die Beziehungen zwischen den Orbitalbewegungen der Schiffe im Seegang und dem Einfluß der Schlingertanks. H. Hort. Schiffbau **41** (**1940**), Nr. **24**, S. **331** bis **336**.

Ergebnisse aus Fahrbeobachtungen von Schiffs- und Wellenschwingungen. W. Möckel. Seewart **1940**, Nr. **5**, S. **121—128**, Nr. **6**, S. **141—153**.

Audience noise versus volume range. W. A. Müller. Int. Projectionist **15** (**1940**), Nr. **8**, S. **14**.

18. Medizinische und physiologische Akustik (Gehör)

The neurophysiology of hearing. I. The magnitude of threshold-stimuli during recovery from stimulation-deafness. A. H. Holway, R. C. Staton & M. J. Zigler. J. exp. Psychology **27** (**1940**), S. **669—677**.

The quantum of sensory discrimination. S. S. Stevens & J. Volkmann. Science **92** (**1940**) S. **583—585**.

High tone deafness from a nutritional standpoint. G. Selfridge. Ann. Otol., St. Louis **48** (**1939**), S. **688** ff.

Observations on the structure, development and electrical reactions of the internal ear of the shaker — 1 mouse (Mus Musculus). H. Grüneberg, C. S. Hallpike & A. Ledoux. Proc. Roy. Soc. Lond. B **129** (**1940**) S. **154—173**.

An auditory survey at a school for the deaf. M. D. Pauls. Grad. Stud. Minogr. Educ. Wayne Univ. **1940**, Nr. **1**, S. **88**.

Observations on the function of the round window. C. S. Hallpike & P. Scott. J. Physiology **99** (**1940**), S. **76—82**.

Deafness duc to gun-fire. E. D. D. Davis. Med. Progr. **204** (**1940**), S. **332—334**.

Experimental study of the influence of vision on sound localization. G. J. Thomas. J. exp. Psychology **28** (**1940**), S. **163—177**.

The measurement of masked auditory thresholds. Don Lewis & M. J. Larsen. J. exp. Psychology **27** (**1940**), S. **601—623**.

Relation of changes in the ear to the intensity of noise. E. M. Minkina. J. Otol. Rhin. Laryng. URSS **17** (**1940**) S. **372—392**.

Fresh observations as to the so-called masking effect of the ear and its possible diagnostic significance. G. de Maré. Acta oto-laryng. (Stockh.) **28** (**1940**), S. **314—316**.

Pitch as a psychological phenomenon. Don Lewis. Proc. Music Teachers Nat. Assoc. **1939**, S. **121—133**.

Pitch and frequency modulation. Don Lewis, Milton Cowan & Grant Fairbanks. J. exp. Psychology **27** (**1940**), S. **23—36**.

The relation of pitch to frequency: a revised scale. S. S. Stevens & J. Volkmann. Amer. J. Psychol. **53** (**1940**), S. **329—353**.

New points of view on the problem of bone conduction. E. Barany. Acta oto-laryng. (Stockh.) **28** (**1940**), S. **393—399**.

The residue and the mechanism of hearing. I. F. Schouten. Proc. Amsderdam **43** (**1940**) Nr. **8**, S. **991—999**.

The residue, a new component in subjective sound analysis. J. F. Schouten. Proc. Amsterdam **43** (**1940**), Nr. **3**, S. **356—365**.

Results of World's Fair hearing tests. I. C. Steinberg, H. C. Montgomery & M. B. Gardner. Bell Syst. techn. J. **19** (**1940**), S. **533—562**.

Menzel, Wolfgang, Messungen der Hörschwelle und der Trommelfellabsorption an gesunden und kranken Ohren. Dissertation Breslau TH **1939**.

Giraud, J. C. Etude audiométrique de la conduction osseuse dans l'examen de l'audition. Dissertation **1939**. **146** S.

19. Sprache

Über den Einfluß von Ansatz- und Windrohr auf die Stimmlippenbewegung eines Kehlkopfmodells. E. Müller. Arch. Sprach- u. Stimmheilphysiol. 2. Abt. **3** (1939), Nr. 1, S. 1—28.

Stimmumfänge und Gattungen der menschlichen Singstimme. W. Preissler. Arch. Sprach- und Stimmheilphysiol. 2. Abt. **3** (1939), Nr. 2, S. 65—85.

Vergleichende Anatomie und Physiologie der Stimmorgane. Eine Bibliographie. G. Kelemen. Arch. Sprach- u. Stimmheilphysiol. 2. Abt. **3** (1940), Nr. 4, S. 213.

Die Sprachmelodie im alten Opernrezitativ. Hellmuth Christian Wolff. Arch. Sprach- u. Stimmheilphysiol. 2. Abt. **4** (1940), Nr. 1/2, S. 30—63.

La voce degli attori e dei declamatori. Guiseppe Bellusi. Arch. Sprach- u. Stimmheilphysiol. 2. Abt. **4** (1940), Nr. 3/4, S. 124—136.

Die Behandlung der Sprache in den Liedern Franz Schuberts. Kurt Wichmann. Arch. Sprach- u. Stimmheilphysiol. 2. Abt. **4** (1940), Nr. 1/2, S. 64—89.

Recent work in experimental phonetics. E. G. Richardson. Nature, Lond. **145** (1940), Nr. 3683, S. 841—843.

High-speed motion-pictures of the human vocal cords. D. W. Farnsworth. Bell. Labor. Rec. **18** (1940), Nr. 7. S. 203—208.

20. Musikalische Akustik

A note on just intonation. Llewelyn S. Lloyd. J. acoust. Soc. Amer. **12** (1940), Nr. 1, S. 206.

Musical acoustics. E. G. Richardson. Rep. Phys. Soc. **7** (1940), S. 27—35.

Theory and practice of the excitation of piano strings. II. N. Jakovlev. J. techn. Physics (russ.) **9** (1939), Nr. 13, S. 1218—1226.

Dynamics of the pianoforte string and the hammer. IV. Study of duration of impact. V. Some special theories. M. Ghosh. Indian J. Physics **14** (Dezember 1940), S. 475—488, 489—497.

Kühn, Karl Theodor. Klangfarbe und Wirbelform einer Lippenpfeife in Abhängigkeit von der Bauweise. Dissertation Berlin TH 1939. 33 S.

21. Elektrische Musik

Artificial reverberation for electronic organ music. Electronics, N. Y. **13** (1940) Mrz. S. 42, 44.

Kinematographische Aufnahme von Pfeifentönen. K. Th. Kühn. Z. angew. Photogr. **2** (1940), Nr 5/6, S. 92—96.

22. Piezoelektrische Kristalle

Nouveau montage à quartz piézoélectrique pour la mesure de la constante diélectrique. Constantin Salceanu & Grigore. Andriescu. C. R. Inst. Sci. Roum. **4** (1940), Nr. 3/4, S. 241—247.

Manufacture of quartz crystal filters. G. K. Burns. Bell Syst. techn. J. **19** (1940), Nr. 4, S. 516—532.

23. Ultraschall

Effect of the application of sonic energy to the hydrolysis of potassium persulfate. W. C. Schumb & E. S. Rittner. Amer. Chem. Soc., J. **62** (1940), S. 3416—3420.

Supersonic oscillator. B. H. Porter. Ind. & Engng. Chem. (Analytical edition) **12** (1940), S. 748—749.

Über die Geschwindigkeit der Ultraschallwellen in Mischungen von organischen Flüssigkeiten. Zusammenhang zwischen Kompressibilität und Dichte. Pentti Tuomikoski & Unno Nurmi. Soc. sci. Fenn. Comm. Phys. Math. **10** (1939), Nr. 11, 20 S.

Sopra il dicroismo per ultrasuoni di sospensioni cristalline. S. Petralia. Cim. (N. S.) **17** (1940), Nr. 10, S. 498 bis 505.

Modulateur de lumière à ondes ultrasonores pour télévision. P. Hémardinquer. Techn. mod. **31** (1939), S. 662—663.

The examination of metals by ultrasonics. A. Behr. Metallurgia, Manchr. **23** (1940), Nr. 133, S. 7—11.

Abhängigkeit der Geschwindigkeit von Ultraschallwellen von der Konzentration in wäßrigen Methanolmischungen. Biago Pesce & Amedeo Giacomini. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **11** (1940), S. 619—621.

Keller, Hans H. Ultraschallabsorption in Gasen. Dissertation Hamburg 1940.

Thiele, Otto Wolfgang. Über die Einwirkung von Ultraschall auf Ergosterin. Dissertation Köln 1940. 40 S.

Compressibilità di soluzioni di elettroliti mediante determinazione di velocità degli ultrasuoni. A. Giacomini e B. Pesce. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **11** (1940), S. 605.

Nachtrag von Büchern aus dem Jahre 1940

Panconcelli-Calcia. Quellenatlas zur Geschichte der Phonetik. 86 S. 221 Abb. Hamburg: Hanseatischer Gildenverlag 1940. 12 RM.

Albersheim, G. Zur Psychologie der Ton- und Klangeigenschaften. Unter Berücksichtigung der „Zweikomponenten-Theorie" und der Vokalsystematik. 375 S. 1939. 12,— RM.

Asch, Moe. 1940—1941 amplifier handbook and public address guide. 80 S. New York, Radcarft Publications, Inc. 1940. 25 cents.

Cain, B. S. Vibration of rail and road vehicles. 264 S. New York 1940.

Dammann, Andrée. Enregistrements et analyses de sons musicaux. Publicazioni dell Università Cattolica del S. Cuore, Milano, Societa Editrice „Vita e Pensiero" 1940.

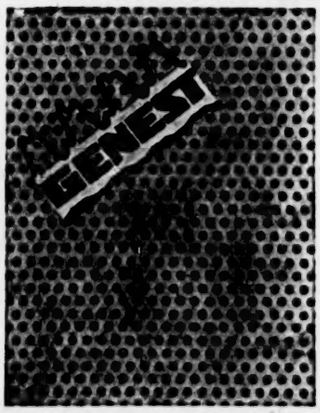
Niemöller, A. F. Handbook of hearing. 1940/41.

Schünemann, Georg. Die Violine. Deutsches Museum, Abh. u. Berichte 1940, Heft 3. 26 S. 16 Abb. Berlin, VDI-Verlag 1940. 0,90 RM.

Stanley, Douglas & J. P. Maxfield. The voice, its production and reproduction. 262 S. 32 Abb. New York, Pitman Publ. Comp. 1941. 2,50 Dollar.

Traub, Hanns und Hanns Wilhelm Lavies. Das deutsche Filmschrifttum. Eine Bibliographie der Bücher und Zeitschriften über das Filmwesen. 247 S. Leipzig, Karl W. Hiersemann 1940. 24,— RM.

Verantwortlicher Schriftleiter: Oberregierungsrat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Heine G. m. b. H., Gräfenhainichen. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany



Praktische Lärmbekämpfung

nach wissenschaftlichen Erkenntnissen

gegen Schallübertragung durch Bauteile, gegen Halligkeit lärmerfüllter Räume, zur Hörsamkeitsregelung von Sälen, gegen Erschütterungsübertragung von Maschinen

Ausstattung von Schallmeßräumen

Bewährte Dämmstoffe und Methoden
Erste Referenzen

Werner GENEST GmbH. - Berlin-Neukölln A
Hermannstr. 258, Tel. 602066
Stuttgart-N Wien IV/50

GENEST

Eingegangene Bücher

Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher ist nicht in jedem Falle möglich.)

Sammelheft zum 113. Jahresbericht der Schles. Gesellschaft für vaterländische Cultur, Oktavgröße, 119 S. Breslau 1941. Ferdinand Hirt, Breslau. Steif geh. 3,— RM.

Kotowski-Wisbar, Drahtloser Überseeverkehr, 240 S. m. 95 Abb. Leipzig 1941. S. Hirzel, Leipzig. Preis geb. 14,50 RM.

VDI-Forschungsheft 407, 25 S. m. 59 Abb. Berlin 1941. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin NW 7. Preis 3,50 RM.

R. W. Pohl, Einführung in die Mechanik, Akustik und Wärmelehre, 3. u. 4. Auflage (Einführung in die Physik, Bd. I). Gr.-8°, 322 S. m. 527 Abb. Berlin 1941. Springer-Verlag, Berlin. Preis geb. 15,80 RM.

J. Schintlmeister, Die Elektronenröhre als physikalisches Meßgerät. Gr.-8°, 179 S. mit 119 Abb. Wien 1942. Springer-Verlag, Berlin. Preis br. 14,40 RM.

Schaefer-Bergmann-Kliefoth, Grundaufgaben des physikalischen Praktikums. Gr.-8°, 218 S. m. 182 Abb. Leipzig 1942. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin. Preis geb. 5,60 RM.

Kutzscher, Orlich, Die physikalischen und technischen Grundlagen des akustischen Landehöhenmessers. 40 S. mit 21 Abb. Berlin 1942. Verlag Dr. M. Matthiesen u. Co., Berlin. Preis kart. 4,— RM.

Lebendige Sprache, Heft 13: K. Ketterer, Experimentelle Dialektgeographie des Alemanischen in Baden. Berlin 1942. Walter de Gruyter & Co., Berlin. Preis kart. 10.— RM.

Einführung in die Vierpoltheorie der elektrischen Nachrichtentechnik

Von Professor Dr. R. Feldtkeller, Stuttgart

2., verbesserte und erweiterte Auflage / August 1942

Etwa 200 Seiten mit 100 Abb. 8°. Broschiert etwa 10,50 RM. Leinen etwa 12,— RM.

Die neue Ausgabe des bekannten Buches ist wesentlich verbessert und erweitert worden. Die wichtigen Fortschritte der Vierpoltheorie seit Erscheinen der ersten Auflage sind berücksichtigt. Einige Abschnitte sind neu geschrieben, andere durch viele Beispiele vermehrt, welche die Anwendung der Vierpoltheorie in der elektrischen Nachrichtentechnik veranschaulichen. Neu hinzugekommen ist auch ein Kapitel über äquivalente Schaltungen, da dieses Thema für die Praxis zunehmend an Bedeutung gewinnt. Eingefügt sind ferner drei Zahlentafeln, ein Verzeichnis der Abkürzungen, ein Schrifttumsverzeichnis und ein Stichwortverzeichnis.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Fernmeldekabel

Ihr Bau und ihre Eigenschaften

Von Dr. phil. habil. **H. W. Droste**, Nürnberg

Das Buch befindet sich in der Herstellung

Aus dem Inhalt:

A. Die Entwicklung der Fernmeldekabel in Vergangenheit und Zukunft. 1. Die wichtigsten Entwicklungsstufen des drahtgebundenen Nachrichtenwesens, der Fernmeldekabel und ihrer Netze, 2. Ausblick auf die weitere Fernmeldekabelentwicklung, 3. Die Arten der Fernmeldekabel.

B. Bau und Eigenschaften der Fernmeldekabel. I. Leiter: 4. Leiterwerkstoffe, 5. Das Walzen und Beizen der Leiterwerkstoffe, 6. Das Ziehen des Kupferleiters, 7. Glühbehandlung der Leiter, 8. Zwischenglühungen, 9. Kabelleiter. II. Ader: 10. Fernmeldekabelpapier, 11. Papierkennzeichnung und Farbenart, 12. Walzendruckmaschine, 13. Rollenschneidemaschine, 14. Adern für Anschluß- und Fernleitungskabel, 15. Adern für Trägerfrequenzkabel, 16. Adern für Breitbandkabel. III. Gruppe: 17. Gruppenverseilung, 18. Rechnerische Grundlagen der Verseilung, 19. Gruppen für Anschluß-, Fernleitungs- und Fernkabel, 20. Gruppen für Trägerfrequenzkabel. IV. Kabelseele: 21. Faustformel für den Seelenaufbau, 22. Korbverseilmaschine, 23. Kapazitive Nebenkopplungen und ihre Beseitigung durch Wahl abgestimmter Schlaglängen, 24. Erdteilkapazitäten, 25. Die Unsymmetrie der Erdteilkapazitäten und der richtige Aufbau eines Kabels, 26. Über die Feststellung systematischer und zufälliger Kopplungsursachen, 27. Die magnetischen Kopplungen zwischen Sprechkreisen, 28. Elektrostatische und elektromagnetische Schirme, 29. Die Trocknung der Kabelseele. V. Kabelmantel: 30. Werkstoffe für Kabelmäntel, 31. Verformungsdrucke in Abhängigkeit von Temperatur und Verformungsgeschwindigkeit, 32. Die Bleipresse, 33. Aluminiumpressen, 34. Spritze für thermoplastische Kunststoffe, 35. Wickelrohrmaschine. VI. Bewehrung: 36. Kurzer Überblick über die an den ummantelten Kabeln vorgenommenen Messungen, 37. Grundsätzliches über die Bewehrung. 38. Die Schutzhülle des Bleimantels. 39. Die Bewehrungslage, 40. Schutzpolster für die Bewehrung. 41. Einfluß der Bewehrung auf den Mantelschutzfaktor, 42. Die Bewehrungsmaschine.

C. Anhang. Die Berechnungsgrundlagen symmetrischer Kabelgruppen. 43. Die Maxwellschen Feldgleichungen und die Poissonsche Differentialgleichung für das Vektorpotential. 44. Lösung der Poissonschen Differentialgleichung für das Vektorpotential, 45. Vektorpotentiale verschiedener Anordnung, 46. Auswertung der Lösung der Poissonschen Differentialgleichung für verschiedene Feldanregungen.

VERLAG S. HIRZEL · LEIPZIG C 1

ANTENNEN

IHRE THEORIE UND TECHNIK

Von Dr.-Ing. **HELLMUT BRÜCKMANN**

Mitarbeiter im Reichspostzentralamt, Berlin

XIV, 339 Seiten mit 169 Abb. und 2 Tafeln. 1939. Geh. 20,50 RM., Leinen 22,– RM.

Telegraphen-Praxis, Nr. 9 vom 13. Mai 1939: Der Verfasser versteht es, das Ganze aus der Tiefe mit einem verhältnismäßig geringen wissenschaftlichen Rüstzeug klarzumachen, was hohe Anerkennung verdient. Wir finden die Ansätze der Rechnung und die Erläuterung des physikalischen Sinnes jeweils auf dem einfachsten und übersichtlichsten Wege, wobei die Ergebnisse der Rechnung anschaulich gedeutet werden. An vielen Beispielen zeigt der Verfasser die praktische Anwendung der Erkenntnisse.

Der zweite Teil des Buches mit den technischen Antennenformen wird dem mathematisch weniger geschulten Leser am leichtesten eingehen. Durch eine einheitliche Behandlung der Teilaufgaben war der Verfasser bemüht, die Verständlichkeit und Übersichtlichkeit zu heben. Eine große Zahl von graphischen Darstellungen und Abbildungen erläutert die textlichen Ausführungen sehr anschaulich.

Wir haben es hier mit einem außerordentlich wertvollen Werke zu tun, das nicht allein in den Kreisen der Wissenschaft, sondern auch bei den Funkfreunden starke Beachtung finden wird.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG C 1